

УТВЕРЖДАЮ
Декан ФТФ



В.И. Бойко

« 15 » декабря 2008 г.

С.Ю. Долгополов, В.Н. Нестеров, Ю.Б. Чертков

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СРЕД

Методические указания к выполнению лабораторных работ
по курсу «Безопасность эксплуатации ядерных энергетических установок»
для магистрантов, обучающихся по специальности
010700.25 «Физико-технические проблемы атомной энергетики»
направления 010700 «Физика»

УДК 621.039.51(076.5)

ББК 31.46я73

Д56

Долгополов С.Ю.

Д56

Определение нейтронно-физических свойств замедляющих сред: методические указания к выполнению лабораторных работ по курсу «Безопасность эксплуатации ядерных энергетических установок» для магистрантов, обучающихся по специальности 010700.25 «Физико-технические проблемы атомной энергетики» направления 010700 «Физика» / С.Ю. Долгополов, В.Н. Нестеров, Ю.Б. Чертков. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008. – 88 с.

ISBN 5-98298-298-9

УДК 621.039.51(076.5)

ББК 31.46я73

Методические указания рассмотрены и рекомендованы
к изданию методическим семинаром кафедры
физико-энергетических установок
«10» октября 2008 г.

Зав. кафедрой ФЭУ

доктор физико-математических наук  В.И. Бойко

Председатель учебно-методической
комиссии

 В.Д. Каратаев

Рецензент

Кандидат технических наук, начальник
технической лаборатории реакторного завода ФГУП СХК

М.В. Антоненко

ISBN 5-98298-298-9 © Долгополов С.Ю., Нестеров В.Н., Чертков Ю.Б., 2008

© Томский политехнический университет, 2008

© Оформление. Издательство Томского
политехнического университета, 2008

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|--|----|
| ВВЕДЕНИЕ | 6 |
| 1. РАДИОМЕТРИЯ НЕЙТРОННОГО ПОЛЯ..... | 7 |
| 1.1. Источники нейтронов | 7 |
| 1.2. Детекторы нейтронов..... | 9 |
| 1.2.1. Детектирование нейтронов | 9 |
| 1.2.2. Метод активации фольг..... | 11 |
| 1.2.3. Ионизационные камеры | 12 |
| 1.2.4. Камера деления | 14 |
| 1.2.5. Датчики и детекторы для реакторных установок АЭС..... | 15 |
| 1.2.6. Детекторы прямой зарядки | 15 |
| 2. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ..... | 19 |
| 2.1. Регистрация и индикация данных измерения | 19 |
| 2.2. Счетно-пусковая установка СПУ-1-1М | 20 |
| 3. ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ | 22 |
| 3.1. Определение коэффициента диффузионного отражения тепловых нейтронов от парафина | 22 |
| 3.1.1. Цель работы..... | 22 |
| 3.1.2. Основные теоретические сведения | 22 |
| 3.1.3. Описание экспериментальной установки..... | 24 |
| 3.1.4. Порядок выполнения измерений..... | 27 |
| 3.1.5. Обработка результатов измерений..... | 27 |
| 3.1.6. Контрольные вопросы | 29 |
| 3.1.7. Список литературы | 29 |
| 3.2. Распределение плотностей тока и потока тепловых нейтронов в замедляющей среде с использованием газонаполненного детектора | 29 |
| 3.2.1. Цель работы..... | 29 |
| 3.2.2. Основные теоретические сведения | 29 |
| 3.2.3. Экспериментальная установка на базе цилиндрического газонаполненного детектора..... | 39 |
| 3.2.4. Особенности обработки экспериментальных результатов для газонаполненного детектора..... | 42 |
| 3.2.5. Порядок проведения работы..... | 43 |

| | |
|---|----|
| 3.2.6. Контрольные вопросы | 45 |
| 3.2.7. Список литературы | 46 |
| 3.3. Распределение плотностей тока и потока тепловых нейтронов в замедляющей среде с использованием торцевого сцинтилляционного детектора | 46 |
| 3.3.1. Цель работы | 46 |
| 3.3.2. Основные теоретические сведения | 46 |
| 3.3.3. Экспериментальная установка на базе торцевого сцинтилляционного детектора | 46 |
| 3.3.4. Особенности обработки экспериментальных результатов для торцевого детектора | 50 |
| 3.3.5. Порядок проведения работы | 51 |
| 3.3.6. Контрольные вопросы | 53 |
| 3.3.7. Список литературы | 53 |
| 3.4. Распределение плотностей тока и потока тепловых нейтронов в замедляющей среде с использованием активационных детекторов | 54 |
| 3.4.1. Цель работы | 54 |
| 3.4.2. Основные теоретические сведения | 54 |
| 3.4.3. Экспериментальная установка на базе активационных детекторов | 54 |
| 3.4.4. Особенности обработки экспериментальных результатов, полученных с помощью активационных детекторов | 56 |
| 3.4.5. Порядок проведения работы | 58 |
| 3.4.6. Контрольные вопросы | 59 |
| 3.4.7. Список литературы | 60 |
| 3.5. Определение отношений плотностей потоков тепловых и надтепловых нейтронов в полиэтилене | 60 |
| 3.5.1. Цель работы | 60 |
| 3.5.2. Основные теоретические сведения | 60 |
| 3.5.3. Описание экспериментальной установки | 67 |
| 3.5.4. Порядок выполнения измерений | 67 |
| 3.5.5. Обработка результатов измерений | 68 |
| 3.5.6. Элементы научных исследований | 68 |
| 3.5.7. Контрольные вопросы | 68 |
| 3.5.8. Список литературы | 69 |
| 3.6. Определение длины диффузии нейтронов в графите | 69 |
| 3.6.1. Цель работы | 69 |
| 3.6.2. Основные теоретические сведения | 69 |
| 3.6.3. Описание экспериментальной установки | 72 |
| 3.6.4. Порядок выполнения измерений | 73 |
| 3.6.5. Обработка результатов измерений | 73 |

| | |
|---|----|
| 3.6.6. Элементы научных исследований | 74 |
| 3.6.7. Контрольные вопросы | 74 |
| 3.6.8. Список литературы | 74 |
| 3.7. Экспериментальное определение возраста нейтронов Pu–Be источника в замедляющих средах | 75 |
| 3.7.1. Цель работы | 75 |
| 3.7.2. Основные теоретические сведения | 75 |
| 3.7.3. Экспериментальное определение возраста нейтронов Pu–Be источника в графите | 81 |
| 3.7.3.1. Описание экспериментальной установки | 81 |
| 3.7.3.2. Порядок выполнения измерений | 81 |
| 3.7.3.3. Обработка результатов измерений | 82 |
| 3.7.4. Экспериментальное определение возраста нейтронов Pu–Be источника в легкой воде | 83 |
| 3.7.4.1. Описание экспериментальной установки | 83 |
| 3.7.4.2. Порядок выполнения измерений | 84 |
| 3.7.4.3. Обработка результатов измерений | 85 |
| 3.7.5. Элементы научных исследований | 86 |
| 3.7.6. Контрольные вопросы | 86 |
| 3.7.7. Список литературы | 87 |

ВВЕДЕНИЕ

Основой методов контроля процессов, происходящих в ядерном реакторе, является измерение плотности потока нейтронов в его активной зоне и отражателе (радиометрия). Радиометрия полей нейтронов производится на основе анализа электрических сигналов, поступающих с первичных преобразователей – детекторов (датчиков, счетчиков, ионизационных камер), либо на основе использования активационных детекторов.

В данных методических указаниях приведены основные сведения по генерации нейтронов полей, по детекторам нейтронов, по теории переноса нейтронов, по методам измерений, лежащим в основе лабораторных работ. Описаны особенности обработки экспериментальных результатов при использовании различных детекторов.

Изложены содержание и процедура выполнения лабораторных работ, лежащие в их основе теоретические сведения, методы обработки экспериментальных результатов.

Методические указания к лабораторным работам подготовлены с целью облегчения понимания студентами реальных процессов, происходящих при проведении измерений.

1. РАДИОМЕТРИЯ НЕЙТРОННОГО ПОЛЯ

1.1. Источники нейтронов

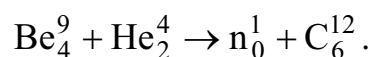
Радиоактивные источники нейтронов изготавливаются из материала мишени, смешанного или сплавленного с естественно распадающимся компонентом, который дает излучение (в основном альфа-излучение) для получения нейтронов. Существует несколько типов радиоактивных источников нейтронов, отличающихся друг от друга материалом мишени или радиоактивными нуклидами, испускающими излучение. В табл. 1.1 приведены характеристики основных типов источников.

Таблица 1.1

Характеристики основных типов источников нейтронов

| Тип источника нейтронов | Нуклид, источник α -излучения и его период полураспада | Выход нейтронов, нейтронов в сек | Максимальная (средняя) энергия нейтронов, МэВ |
|-------------------------|---|----------------------------------|---|
| Ra-Be | $^{226}_{88}\text{Ra}$, 1620 лет | $1,5 \cdot 10^7$ (на 1 г Ra) | 13,20 (3.63) |
| Po-Be | $^{210}_{84}\text{Po}$, 138,5 сут | $2,5 \cdot 10^6$ (на 1 Ки Po) | 10,89 (4.30) |
| Pu-Be | $^{239}_{94}\text{Pu}$, 23450 лет | $10^6 \div 10^7$ | 10,74 (4.50) |

Источник нейтронов типа ИБН-26 № 009 является плутоний-бериллиевым источником быстрых нейтронов. Источники подобного типа представляют собой однородную спрессованную смесь α -активного вещества (в данном случае это Pu-239) с порошком металлического бериллия (Be-9). Нейтроны в таком источнике образуются в результате реакции (α, n):



Преимуществом полониевых и плутониевых источников является то, что они имеют менее интенсивное γ -излучение (около 1 γ -кванта/нейтрон), чем радиевые источники (около 10^4 квант/нейтр.). Период полураспада полониевых источников мал (138,4 дня) по сравнению с

периодом полураспада радиевых (1620 лет) и плутониевых (24360 лет) источников, поэтому применение полониевых источников в ядерной технике не получило широкого распространения.

Существует ряд нуклидов, при взаимодействии с ядрами которых гамма-квантов, образуются нейтроны. На использовании этого факта и основана работа фотонейтронных источников.

В качестве источников γ -квантов в них используют такие нуклиды, как $^{124}_{51}\text{Sb}$; $^{24}_{11}\text{Na}$; $^{88}_{35}\text{Y}$; $^{116}_{49}\text{In}$; $^{140}_{57}\text{La}$ и др.; в качестве мишени обычно используют бериллий или тяжелую воду, в которых происходят реакции по следующим схемам:

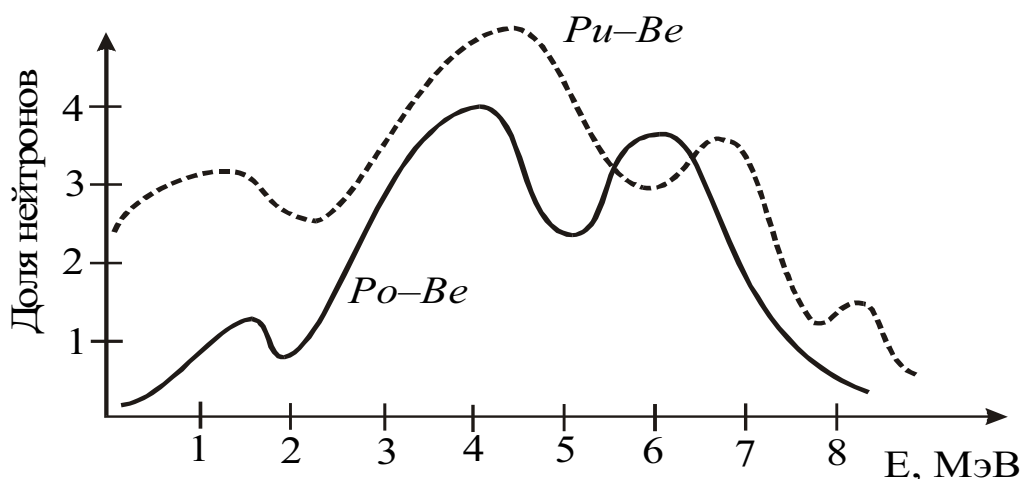
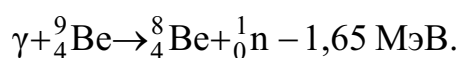
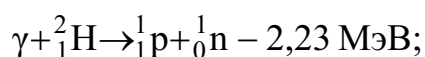


Рис. 1.1. Энергетический спектр нейтронов, полученных при облучении Be α -частицами

Все приведенные реакции являются пороговыми, поэтому происходят под действием γ -квантов с энергией выше определенного значения: для (γ, n) -реакции в тяжелой воде энергия γ -квантов должна превышать значение 2,62 МэВ, а для бериллия – 1,78 МэВ.

В результате образуются моноэнергетические нейтроны с энергиями около 200 кэВ для тяжелой воды и около 100 кэВ для бериллия.

Недостаток этих источников – небольшой выход нейтронов. Обычно небольшое время жизни гамма-источника и значительный фон гамма-излучения.

Некоторые тяжелые атомные ядра с достаточно большой скоростью делятся спонтанно и могут использоваться как источники нейтронов. Одним из таких источников является изотоп калифорния – ${}_{98}^{252}\text{Cf}$, делящийся спонтанно практически без испускания α -частиц, наличие которых искажало бы спектр образующихся при делении нейтронов.

Вместе с тем мощным источником нейтронов являются ядерные реакторы, в которых в зависимости от типа могут быть получены нейтроны в широком диапазоне от быстрых нейтронов деления до низкоэнергетичных тепловых нейтронов. Особенностью таких источников является получение пучков нейтронов большой интенсивности.

1.2. Детекторы нейтронов

1.2.1. Детектирование нейтронов

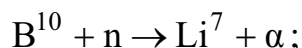
Детекторы нейтронов – это приборы для регистрации нейтронов. Чтобы частица была зарегистрирована, она должна взаимодействовать с материалом детектора. **Взаимодействие с материалом детектора** чаще всего сводится к процессу ионизации – отрыву электронов от некоторых атомов материала детектора – в результате чего они приобретают электрический заряд. Регистрируется либо непосредственно ионизация, либо связанные с ней явления – испускание света.

Проходя сквозь вещество, частица сталкивается с атомами этого вещества. Число столкновений зависит в основном от электрического заряда и скорости частицы. Масса частицы и природа самого вещества играют лишь второстепенную роль. При каждом столкновении существует некоторая вероятность того, что атом потеряет электрон и превратится в положительно заряженный ион. Поэтому частица, движущаяся в веществе, оставляет за собой след из электронов и положительных ионов. Этот процесс, называется **ионизацией**.

Как и все нейтральные частицы, **нейтроны** могут детектироваться только с помощью **вторичных** заряженных частиц, которые они производят, проходя через вещество, или в результате других вторичных процессов, производящих ионизирующую радиацию. Вторичные частицы должны возникать с энергиями, которые могут вызвать ионизацию, надежно детектируемую устройствами, чувствительными к эффектам ионизации. Вторичными заряженными частицами могут быть:

– протоны, возникающие в результате соударения с ядрами водорода;

– частицы могут возникать в результате ядерного распада, производимого нейтронами, подобно альфа-частицам из реакции



– при радиоактивном излучении ядер, которые становятся радиоактивными в результате захвата нейтрона.

Медленные нейтроны при соударении с ядром водорода не образуют протонов, способных вызвать регистрируемую ионизацию, а быстрые нейтроны часто не имеют достаточно высокого сечения захвата, чтобы навести измеряемую активность в ядрах мишени.

Применение основных принципов детектирования породило разнообразные устройства для регистрации нейтронов тепловых энергий:

- метод активации фольг;
- ионизационные камеры и счетчики;
- камеры деления.

Отдельный класс детекторов был разработан для детектирования нейтронов промежуточных и быстрых энергий.

Ионизационные камеры (ИК) и камеры деления имеют, как правило, достаточно большие размеры и высокую чувствительность к нейтронному излучению. Поэтому их размещают вне активной зоны и за пределами отражателя. Внутри активной зоны для измерения нейтронных полей применяют активационные детекторы (при измерениях на небольших уровнях мощности во время физического пуска) и датчики прямой зарядки (ДПЗ), которые имеют малые размеры и чувствительность, позволяющую измерять нейтронные поля при работе реактора на номинальном уровне мощности.

Для относительных (без привязки к мощности реактора) измерений распределения плотности потока тепловых нейтронов иногда используется медная проволока (например, в реакторе ВК-50 при работе на уровнях мощности до 200 МВт). Если ее «быстро» ввести в измерительные каналы, расположенные по высоте активной зоны, облучить в течение заданного времени (10–30 мин) и быстро извлечь из реактора, то после определенной выдержки (сутки) ее можно разрезать, измерить активность полученных кусочков и получить форму распределения плотности потока тепловых нейтронов. Вместо разрезания проволоку можно пропустить через коллиматор с ИК и получить очень подробное распределение данной функции.

1.2.2. Метод активации фольг

Многие элементы имеют большое сечение активации для реакции (n, γ) Они дают радиоактивные продукты с удобным периодом полураспада. Детекторы в виде тонких фольг (чтобы не вносить возмущений в измеряемые нейтронные поля и чтобы не было экранирования внутренних областей детектора внешними слоями) имеют площадь не более 3–4 см². На эти детекторы не влияет гамма-излучение с энергией меньше 6 МэВ. Другое необходимое требование для этих детекторов – отсутствие резонансов с большими энергиями захвата для эпитепловых нейтронов. В табл. 1.2 приведены характеристики нуклидов, используемых в методе активации фольг.

Таблица 1.2

Нуклиды, используемые в методе активации фольг

| Нуклид | Распространенность, % | $\sigma_{\text{акт}}$, барн | Период распада | Резонансы, эВ |
|--------|-----------------------|------------------------------|----------------------|------------------|
| Mn-55 | 100 | 13.4±0.3 | 3.72 часа | 337, 2360, 7200 |
| Rh-103 | 100 | 12±2 | 6.5 мин | 1.25 |
| Ag-107 | 51.35 | 140±30 45±4 | 63.4 сек 3.3 мин | |
| Ag-109 | 48.65 | 3.2±0.4 110±20 | 389 сут 34.9 сек | |
| In-113 | 4.23 | 58±12 2.0±0.6 | 70.7 сут 103 сек | |
| In-115 | 95.77 | 197±15 52±6 | 78.1 мин 18.7 сек | 1.46 3.9, 9.1 |
| Au-197 | 100 | 96±10 | 3.9 сут | 4.9 |

При решении задачи об определении потока нейтронов $\Phi = n \cdot \nu$, который должен быть измерен, заметим, что фольга, имеющая площадь 1 см² и плотность N ядер в см³ толщиной x , будет захватывать нейтроны со скоростью

$$R = n \cdot \nu \cdot \sigma_a \cdot N \cdot x, \text{ тогда } \Phi = R / (\sigma_a \cdot N \cdot x).$$

Радиоактивный продукт характеризуется периодом полураспада $T_{1/2}$, откуда может быть получена постоянная распада: $\lambda = \ln(2)/T_{1/2}$.

Период распада или среднее время жизни радиоактивного изотопа $\tau = 1/\lambda$.

Удобно считать радиоактивные распады, вводя **эффективность регистрации** – ε .

Определим скорость счета, которая наблюдалась бы для такого времени облучения, когда дальнейшего возрастания радиоактивности не будет – C_0 . Это называется процессом облучения **до насыщения**.

$$R = C_0 / \varepsilon.$$

Скорость счета для времени облучения, меньшего времени насыщения, из законов радиоактивного распада равна

$$C = C_0 \cdot (1 - e^{-t/\tau}),$$

где t – продолжительность облучения.

Обычно число частиц, испускаемое радиоактивным ядром, считают в течение интервала времени, начинающегося в момент времени после окончания облучения и заканчивающегося в момент t_2 . Если I – число отсчетов, наблюдаемых в интервале времени $t_2 - t_1$ на 1 см^2 фольги, то

$$C_0 = \frac{I}{\tau(e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau})(1 - e^{-t/\tau})}.$$

1.2.3. Ионизационные камеры

Действие ионизационной камеры (ИК) основано на сборе (в форме электрического тока) ионов, образующихся при прохождении через камеру заряженных частиц.

ИК и счетчики, в которых для наполнения используется газ BF_3 , обогащенный бором-10, наиболее часто применяется для электрического детектирования медленных нейтронов. Процесс детектирования основан на реакции $\text{B}^{10}(n,\alpha)\text{Li}^7$, которая имеет сечение поглощения тепловых нейтронов равное 3837 барн. Возникающая альфа-частица и ядро лития-7 производят высокую удельную ионизацию в газах (см. рис. 1.2). Поэтому эти частицы легко зарегистрировать в присутствии в присутствии других, более слабо ионизирующих частиц (вторичных электронов от гамма-излучения).

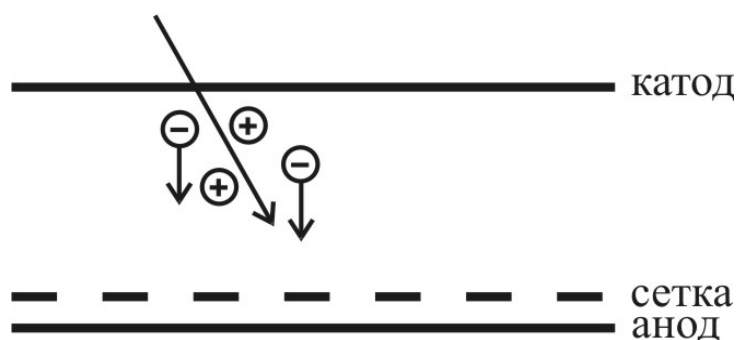


Рис. 1.2. Схема работы ИК

Электрический ток, возникающий в результате ионизации, дается выражением

$$i = n \cdot q / t,$$

где n – число образовавшихся ионов; q – электрический заряд каждого иона; t – время, необходимое для того, чтобы собрать ионы.

Конструкция ИК приведена на рис. 1.3.

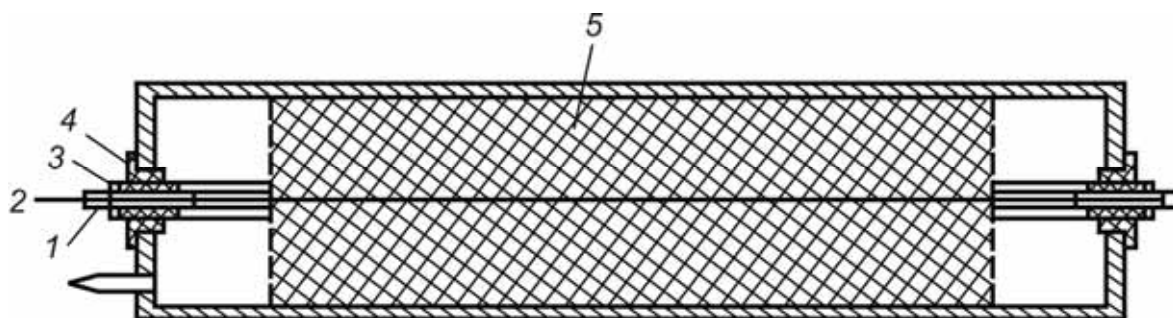


Рис. 1.3. Пропорциональный счетчик с трубками поля для локализации чувствительного объема:

1 – охранный трубка; 2 – центральная проволока; 3 – трубка поля; 4 – изолятор; 5 – чувствительный объем

С помощью схем, которые дискриминируют импульсы с высотой ниже некоторого заданного уровня, фон гамма-лучей может быть почти полностью исключен. Энергии двух продуктов реакции равны 1.473 МэВ для альфа-частицы и 0.841 МэВ для возбужденного ядра лития. Примерами подобных ИК являются камеры типа СНМ-11, СНМ-10 (счетчик нейтроном медленных).

Исключить фон гамма-излучения можно и другим способом: чувствительный объем камеры конструктивно разделяется на 2 части, одна из которых по-прежнему заполняется BF_3 , а другая – инертным газом без бора. В первом объеме измеряются нейтронное и гамма-излучения, во втором – только гамма-излучение. Вычтя из первого сигнала второй, мы получим чистый сигнал, обусловленный только нейтронным излучением.

Ток можно преобразовать в падение напряжения, разряжая заряженный им конденсатор или пропуская его через резистор. Ток, создаваемый одной частицей, составляет обычно доли микроампера, а падение напряжения измеряется милливольтами. Примером такой ИК являются камеры типа КНК-53М (камера нейтронная компенсированная).

1.2.4. Камера деления

Камера деления – это специальная модификация ионизационной камеры, предназначенная для регистрации нейтронов. В камерах деления используется реакция деления (n, f). Внутреннюю поверхность такой ионизационной камеры покрывают тонким слоем делящегося вещества (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{232}Th). Камера деления работает за счет ионизации производимой осколками деления. Большая энергия осколков деления позволяет уверенно дискриминировать акты делений от других реакций, в которых образуются заряженные частицы.

Импульсы от высокоэнергетичных осколков деления вызывают большую ионизацию в газе камеры и соответственно имеют большую амплитуду. Однако эффективность регистрации в однослойной камере деления даже для тепловых нейтронов невелика (доли процента) и камеры деления часто делают многослойными.

Конструкция камеры деления показана на рис. 1.4. Размеры камер деления могут быть в несколько раз меньше, чем на рисунке.

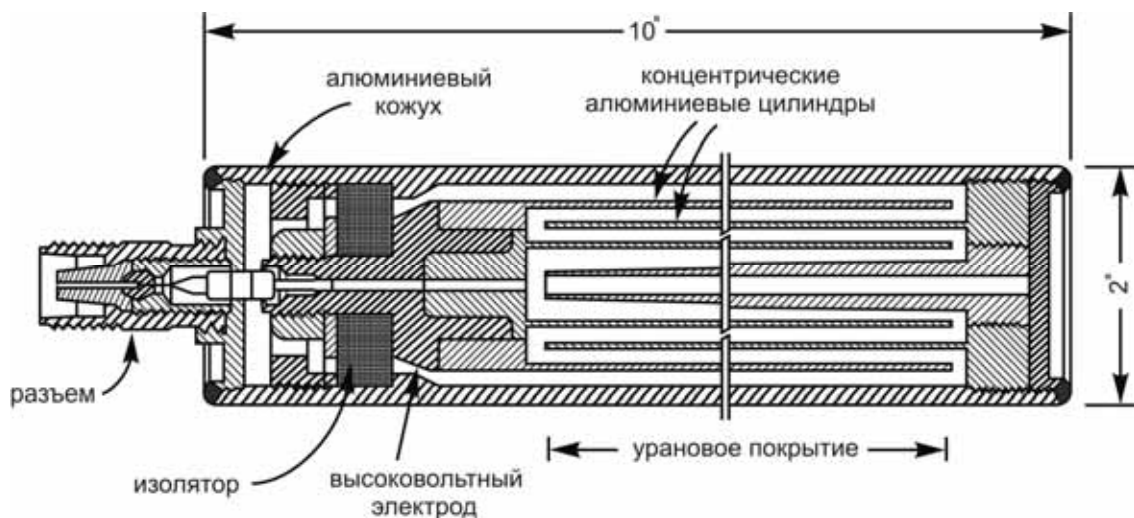


Рис. 1.4. Схема камеры деления

Камеры деления нашли широкое применение для относительных и абсолютных измерений нейтронных потоков, для измерений сечений делений ядер, для изучения свойств осколков деления и т. д. Толщину слоя делящегося материала выбирают равной или меньшей значения величины пробега осколков деления в делящемся материале. Подобной ионизационной камерой является камера деления КНТ-31.

1.2.5. Датчики и детекторы для реакторных установок АЭС

При эксплуатации энергетических реакторов наиболее важным контролируемым параметром является **плотность потока нейтронов** в активной зоне реактора и ее распределение по объему активной зоны.

Основными детекторами для проведения этих измерений являются **детекторы прямого заряда (ДПЗ)**. На основе этих детекторов разрабатываются и создаются каналы контроля нейтронных потоков, использующихся в системах управления и защиты реакторов различного назначения.

Например, для контроля энерговыделения внутри активной зоны реактора ВВЭР-1000 с тепловыделяющими сборками ТВС, УТВС, ТВСА и вновь разрабатываемыми (ТВС-2, ТВСАМ) используется система внутрореакторного контроля (СВРК), позволяющая оперативно проводить расчет энерговыделения по сигналам 448 (64x7) датчиков прямой зарядки, размещенных в объеме активной зоны реактора.

Иногда для внутрореакторных измерений используют **термонейтронные датчики (ТНД)**, принцип действия которых такой же, как и у термопары (под действием нейтронного потока термонейтронный датчик разогревается, в нем возникает разность потенциалов, которая пропорциональна плотности потока тепловых нейтронов).

1.2.6. Детекторы прямой зарядки

Для измерения распределения плотности потока нейтронов по объему активной зоны в системе внутрореакторного контроля используются детекторы прямой зарядки (ДПЗ) с эмиттером из родия. По сравнению с другими типами нейтронно-чувствительных детекторов ДПЗ обладают следующими преимуществами:

- 1) малые габариты позволяют разместить в реакторе большое количество детекторов, необходимое для получения детальной картины распределения нейтронного поля по объему активной зоны;
- 2) не требуют внешнего источника питания, имеют достаточно высокую надежность, срок службы не менее одной кампании реактора, их чувствительность мало изменяется в процессе эксплуатации, и эти изменения можно скорректировать расчетным путем;
- 3) просты по конструкции, технологичны при изготовлении, имеют хорошую воспроизводимость параметров (разброс чувствительности не более $\pm 1\%$) и невысокую стоимость.

Наряду с этим ДПЗ присущи и некоторые недостатки: небольшой выходной сигнал – в реакторах ВВЭР на номинальной мощности их

выходной ток составляет единицы микроампер; сравнительно большая постоянная времени (порядка 1 мин); зависимость чувствительности ДПЗ от различных параметров, характеризующих состояние активной зоны (выгорание топлива, обогащение ближайших твэлов, концентрация борной кислоты, температуры теплоносителя и т. д.), и от выгорания эмиттера ДПЗ.

Конструкция ДПЗ состоит из эмиттера и коллектора, между которыми находится изолятор. При облучении нейтронами эмиттер излучает электроны, которые через изолятор попадают на коллектор и образуют во внешней цепи электрический ток. По кабелю выходной сигнал ДПЗ выводится за пределы корпуса реактора.

В применяемых на реакторах ВВЭР детекторах типа ДПЗ-1М эмиттер представляет собой родиевую проволочку диаметром 0,5 и длиной 200 мм. Изолятор изготовлен из кварцевой трубки, коллектор – из нержавеющей трубки диаметром 1,3 мм. В качестве линии связи используется двухжильный кабель типа КТМС с изоляцией из окиси магния.

Схема радиоактивных превращений ядра родия при захвате нейтрона приведена на рис. 1.5.

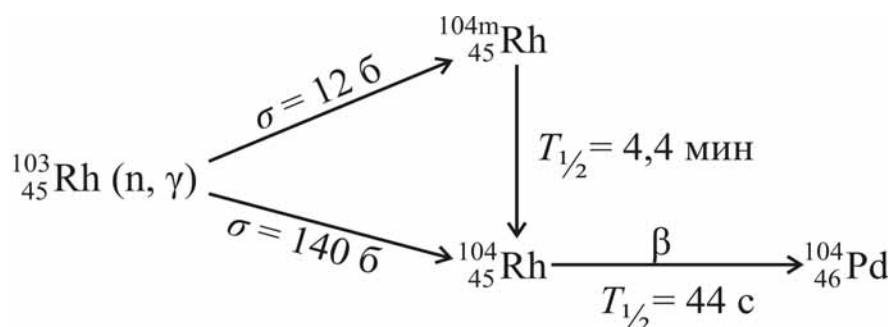


Рис. 1.5. Радиоактивные превращения ядра родия

Радионуклид $^{104m}_{45}\text{Rh}$ переходит в $^{104}_{45}\text{Rh}$ путем внутренней конверсии с периодом полураспада 4,4 мин. Нуклид $^{104}_{45}\text{Rh}$ в результате β -распада с периодом полураспада 44 с переходит в стабильный $^{104}_{46}\text{Pd}$.

Этот активационный компонент составляет основную часть (до 90%) выходного сигнала ДПЗ. Он имеет две основные составляющие, соответствующие периодам полураспада, приведенным на схеме.

Кроме того, часть выходного сигнала ДПЗ обусловлена электронами, образующимися на эмиттере под воздействием γ -излучения в результате фотоэффекта и комптон-эффекта. В образовании этой компоненты участвует как внешнее γ -излучение, так и γ -излучение,

образующееся при активации ядра родия нейтронами. Мгновенный компонент, вызванный (n, γ) -реакцией на эмиттере, составляет обычно 7–8% активационной составляющей. Существенно, что этот компонент практически безынерционен.

Третья составляющая сигнала ДПЗ обусловлена током, образующимся в линии связи при воздействии на нее внутриреакторных излучений. Этот так называемый фоновый компонент пропорционален длине линии связи, находящейся в активной зоне. Для ДПЗ-1М ее доля может достигать до 10% общего выходного сигнала. Чтобы скомпенсировать ее влияние, в кабеле связи ДПЗ-1М предусмотрена вторая (фоновая) жила, вырабатывающая фоновый ток, который в измерительной аппаратуре должен быть вычтен из тока основной жилы.

Выходной сигнал ДПЗ пропорционален плотности нейтронного потока в месте его расположения, который, в свою очередь, связан с энерговыделением в ближайших твэлах.

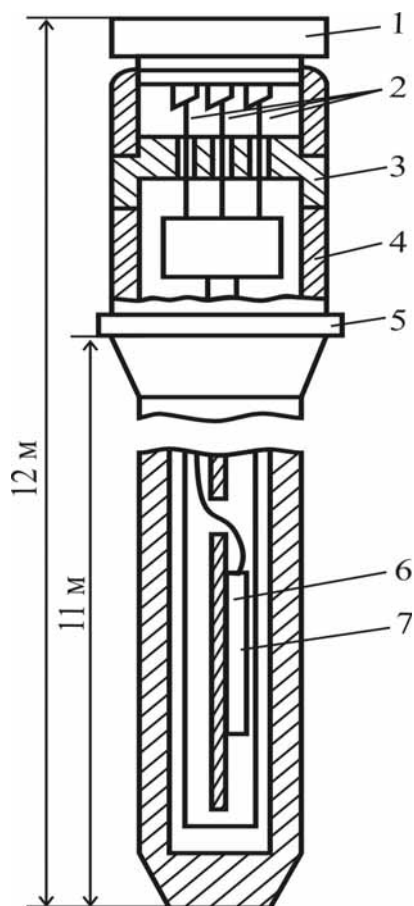


Рис. 1.6. Конструкция нейтронно-измерительного канала

Восстановление нейтронного поля по сигналам ДПЗ осуществляется на основе коэффициентов пропорциональности, зависящих от многих факторов, в том числе от обогащения топлива и его выгорания, концентрации борной кислоты, температуры теплоносителя и т. д. Значения этих коэффициентов находят расчетным путем. При нахождении коэффициентов учитывают также и выгорание материала эмиттера ДПЗ. Для ДПЗ-1М падение чувствительности на единицу длины за счет этого фактора составляет примерно $0,082\% \cdot \text{м}/(\text{А} \cdot \text{с})$.

Результирующая погрешность определения плотности потока нейтронов с помощью родиевого ДПЗ складывается из следующих основных составляющих:

- погрешности определения коэффициента перехода a от сигнала эмиттера к плотности потока нейтронов ($\sim 4\%$);
- неидентичности чувствительности ДПЗ ($\pm 1\%$);
- погрешности учета фонового тока линии связи (до 2%);
- погрешности учета термотокков (1%);
- погрешности измерения сигналов ДПЗ (1%).

Среднеквадратичная погрешность составляет примерно 5%. Аппаратурных средств для проведения периодической проверки метрологических характеристик ДПЗ в процессе их эксплуатации на серийных ВВЭР не предусмотрено. Гарантия обеспечения необходимой точности достигается благодаря соблюдению технологии при их изготовлении и достаточно высокой точности определения коэффициента a , обоснованной комплексом расчетно-экспериментальных работ. Есть также расчетный метод проверки погрешности ДПЗ, использующий наличие определенной избыточности по датчикам в активной зоне.

ДПЗ вырабатывает электрический сигнал и, следовательно, является источником тока. Входное сопротивление источников тока необходимо выбирать по возможности меньше. Экспериментально установлено, что в процессе эксплуатации ДПЗ-1М его сопротивление изоляции падает; погрешность измерения будет тем меньше, чем меньше сопротивление нагрузки ДПЗ.

В активной зоне ДПЗ, расположенные на одной вертикали, конструктивно объединяются в **нейтронно-измерительный канал (КНИ)**. КНИ серийных реакторов ВВЭР-1000 (рис. 1.6) состоит из защитной арматуры 4, детекторной части 5 и миниатюрного разъема 1 типа РС-19.

2. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

2.1. Регистрация и индикация данных измерения

Регистрируемые датчиками нейтронов сигналы поступают в блок предварительного усиления (ПУ), а затем в счетно-пусковую установку (СПУ) и/или в универсальный частотомер АСН-1300, который используется и для индикации результатов измерения.

Величина тока, возникающего в результате движения под действием электрического поля образованных излучением свободных зарядов, мала. Поэтому сигнал, снимаемый со счетчика, подается на блок предварительного усиления ПУ-2-1, где происходит усиление и дискриминация сигнала по высоте и длительности импульса. В результате этого сигнал преобразуется в форму необходимую для правильной работы универсального частотомера АСН-1300. Причем величина сигнала прямо пропорциональна плотности потока нейтронов, а эффективность измерительного тракта составляет 30%. Преобразованный сигнал поступает на АСН-1300, где происходит его регистрация и индикация. Индикация набранной информации представлена в цифровом виде арабскими цифрами, в десятичном коде.

Прибор АСН-1300, общие характеристики которого приведены в табл. 2.1, предназначен для проведения работ в процессах наладки, ремонта и лабораторных исследований. В режиме суммирования (канал А) прибор позволяет регистрировать поступающие импульсы тока.

Таблица 2.1

Общие характеристики АСН-1300

| | |
|------------------------------|--|
| Время прогрева | 30 мин (при 25°C) |
| Индикатор | Светодиодный 14 мм, 9 разрядов |
| Температура окружающей среды | Работа: от 0°C до +50°C Хранение: от -20°C до +60°C |
| Напряжение питания | 100–132 В/200–264 В; 50/60 Гц; |
| Масса | 1,9 кг |
| Габаритные размеры | 275×100×297 мм |

Чтобы универсальный частотомер работал в режиме суммирования необходимо выполнить следующие действия:

Суммирование. Канал А.

1. Установите переключатель POWER на ON.
2. Подключите измеряемый сигнал к входу канала А.
3. Установите переключатели [AC/DC], [LPF] и [ATTN] в нужное положение.
4. Нажмите [Total A], клавиша подсветится.
5. При нажатии [Reset] счетчик обнуляется.
6. Нажмите [Shift] [Hold], дисплей показывает накопленное к моменту нажатия значение, но внутренний счет продолжается; затем нажмите [Reset] для возобновления индикации.

2.2. Счетно-пусковая установка СПУ-1-1М

СПУ-1-1М является индикаторно-сигнализирующей установкой и предназначена для оценки относительного изменения плотности потока нейтронов, звуковой индикации средней частоты импульсов с детекторов нейтронов и сигнализации о превышении установленной частоты импульсов, поступающих с детекторов в физических исследованиях.

В состав установки СПУ-1-1М входят:

- блок предварительного усиления ПУ-2-1;
- блок высоковольтного напряжения БВ-9-1;
- громкоговоритель ГР-1;
- датчик НГД-2 с коронным счетчиком СНМ-11;
- датчик НГД-3 с коронным счетчиком СНМ-10;
- датчик НГД-4 с камерой деления КНТ-31.

Регистрация относительной плотности нейтронного потока осуществляется одним из датчиков НГД-2, НГД-3 или НГД-4. Импульсы со счетчика (в датчиках НГД-2 и НГД-3) или с камеры деления (в датчике НГД-4) усиливаются по амплитуде и дискриминируются. Выходные сигналы, снимаемые с блока ПУ-2-1, нормализованы по амплитуде и длительности, а их частота пропорциональна плотности потоков нейтронов.

Каждый из датчиков включает в себя детектор нейтронов, нагрузочный резистор R_1 и переходный конденсатор C_1 . Питание детекторов высоким напряжением осуществляется блоком высоковольтного напряжения БВ-9-1. R_1 и C_1 по конструктивным соображениям размещены в блоке предварительного усиления ПУ-2-1.

Установка укомплектована датчиком НГД-2. Датчик НГД-2 состоит из цилиндрической гильзы, в которой размещается коронный

счетчик медленных нейтронов СНМ-11. Счетчик, с одной стороны, упирается в контактную и компенсирующую пружину, а с другой – в контактный колпачок, установленный на изолирующем основании хвостовика (корпуса). С колпачком соединен пятиметровый кабель. Ввод кабеля в гильзу герметизируется при помощи уплотнения подключенного к блоку предварительного усиления ПУ-2-1.

3. ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

3.1. Определение коэффициента диффузионного отражения тепловых нейтронов от парафина

3.1.1. Цель работы

Ознакомиться с основными закономерностями диффузионного отражения тепловых нейтронов и экспериментально определить величину альбедо от парафина.

3.1.2. Основные теоретические сведения

Работа ядерного реактора характеризуется неравномерностью распределения нейтронных потоков по объему активной зоны. Это обстоятельство приводит к неэффективному использованию ядерного топлива в реакторе. В центре активной зоны, где потоки нейтронов выше, топливо выгорает сильнее, чем на периферии, где нейтронные потоки ниже. Таким образом, на периферии активной зоны топливные элементы работают с технологической недогрузкой. Поэтому одной из важных задач эксплуатации ядерного реактора является выравнивание потоков нейтронов по всему объему активной зоны. Для этого используют различные способы, одним из таких является применение отражателя.

Отражатель вводится путем добавления к внешней поверхности активной зоны слоя отражающего материала. В качестве последнего используют материалы, обладающие хорошими замедляющими свойствами. Таким образом, испытавшие из активной зоны утечку нейтроны попадают в отражатель, где они с большей вероятностью, чем в активной зоне, будут замедляться и диффундировать в материале отражателя. Процесс отражения каждого отдельного теплового нейтрона состоит в следующем: проникая в вещество этот нейтрон, начинает испытывать столкновения, участвуя в тепловом движении внутри вещества, если не будет поглощен в веществе. В результате такого диффузионного движения нейтроны имеют ненулевую вероятность вернуться обратно в активную зону, тем самым увеличивая значения потоков тепловых нейтронов вблизи отражателя и уменьшая неравномерность распределения нейтронных потоков.

При этом отраженный нейтрон может вылететь в любом направлении независимо от того, в каком направлении он подлетел к поверхности материала. Поэтому такое отражение называется диффузионным (равновероятным).

Количественная характеристика этого процесса называется коэффициентом диффузионного отражения (**альbedo**) тепловых нейтронов от какого-либо вещества – β . По определению, это число, показывающее, какая доля нейтронов, упавших на поверхность бесконечно толстого блока этого вещества, отражается от него обратно. Альbedo является важной характеристикой материала отражателя нейтронов. Если N_0 – число тепловых нейтронов, упавших на поверхность блока, а β – коэффициент диффузионного отражения, то число отраженных нейтронов равно βN_0 (рис. 3.1).

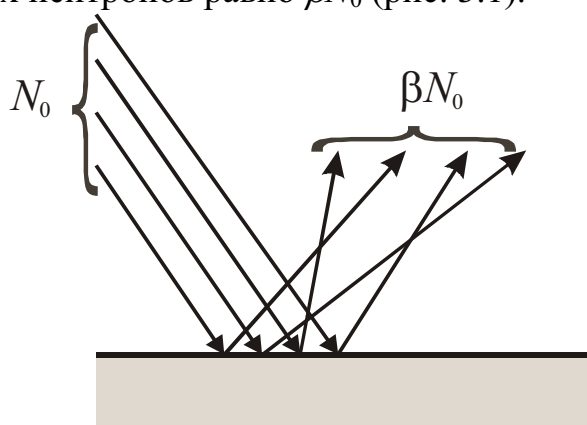


Рис. 3.1. Схема отражения нейтронов

Коэффициент β представляет собой среднюю вероятность для отдельного нейтрона, упавшего на поверхность вещества, вернуться обратно. Его величина зависит не только от свойств вещества, из которого сделан блок, но также от скорости падающих нейтронов и, в значительной степени, от угла, под которым они падают на поверхность вещества. Даже в случае изотропного рассеяния вероятность отражения от скользящего падения больше, чем для нормального, так как первое соударение нейтрон совершит в среднем ближе к поверхности, на меньшей глубине.

Рассмотрим один из простейших приемов экспериментального определения альbedo. Пусть в плоскости раздела между двумя блоками замедлителя помещается активационный детектор тепловых нейтронов. При однократном пронизывании детектора потоком тепловых нейтронов из первого блока наводится активность A . Если ξ – доля нейтронов, поглощенных детектором, то первый отраженный поток слабее исходного потока в $(1-\xi)\beta$ раз, так как в результате прохождения

через детектор он ослабевает в $(1-\xi)$ раз, а при отражении от второго блока – еще в β раз. Значит, после первого отражения к активности A добавится активность $A(1-\xi)\beta$, в результате второго – активность $A(1-\xi)^2\beta^2$ и т.д. Общая активность, наведенная в детекторе нейтронами из одного блока с учетом многократного отражения, равна сумме:

$$A + A(1-\xi)\beta + A(1-\xi)^2\beta^2 + \dots,$$

предел которой составляет $\frac{A}{1-(1-\xi)\beta}$.

Так как оба блока наполнены хаотически движущимися тепловыми нейтронами, которые в своем движении могут переходить из одного блока в другой, то активность, наведенная в детекторе тепловыми нейтронами из обоих блоков с учетом многократного отражения, будет равна

$$A_0 = \frac{2A}{1-(1-\xi)\beta} \quad (3.1.1)$$

В случае однократного попадания нейтрона в детектор имела бы место формула $A_0=2A$. Таким образом, коэффициент

$$k = \frac{1}{1-(1-\xi)\beta} \quad (3.1.2)$$

имеет простой физический смысл: это среднее число проходов нейтрона через детектор в условиях опыта, когда имеет место многократное отражение. С помощью формулы (3.1.1) можно вычислить коэффициент отражения β , если найти экспериментально A_0 и A .

3.1.3. Описание экспериментальной установки

В данной работе в качестве материала-отражателя используется парафин $(C_2H_2)_n$. Экспериментальная установка состоит из двух больших парафиновых блоков. На расстоянии 5 см от границы раздела, в одном из блоков, помещен плутоний-бериллиевый источник нейтронов. На границе раздела имеется гнездо для детектора нейтронов – индиевой пластинки. Активация индия происходит в результате (n, γ) -реакции. Активность детектора промеряется бета-счетчиком на стандартной установке, так как продукты активации индия являются бета-радиоактивными.

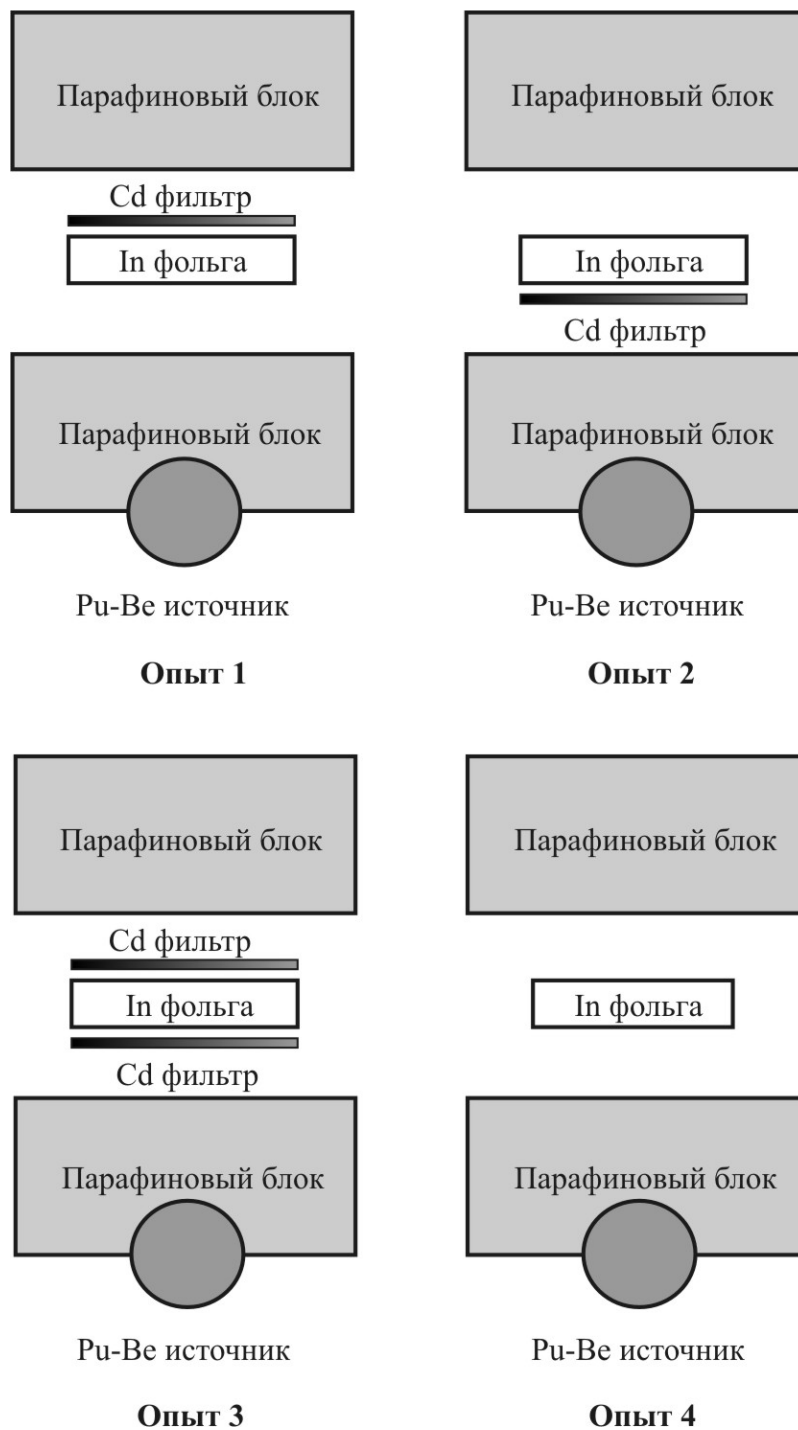


Рис. 3.2. Схемы опытов по определению альbedo

На практике, нет надобности, определять абсолютную активность A детектора. Достаточным является определение величины, пропорциональной A , например, скорости счета регистрируемых бета-частиц – N . Следовательно, для экспериментального нахождения активностей A и A_0 необходимо определить скорости счета бета-частиц

N и N_0 , соответственно, для нахождения которых надо проделать четыре опыта по схемам, приведенным на рис. 3.2.

Сравнения активностей детектора в опытах 1–4 необходимо проводить при соблюдении одинаковых условий (время активации, время переноса детектора к счетной установке, время измерения активности).

В опыте 1 индиевый детектор сверху закрыт кадмиевым фильтром, который эффективно поглощает тепловые нейтроны. Следовательно, детектор активируется тепловыми нейтронами из нижнего блока и резонансными нейтронами из обоих блоков. Тепловые нейтроны из верхнего блока не достигают детектора из-за поглощения кадмиевым фильтром, а тепловые нейтроны из нижнего блока могут пройти через детектор один раз (однократное прохождение). Те из них, которые попадут в ядра индия, активируют детектор, а те, которые пройдут через детектор без ядерной реакции, не смогут отразиться от верхнего блока, так как будут поглощаться кадмиевым экраном.

Аналогичная картина имеет место в опыте 2 с той лишь разницей, что индиевый детектор облучается тепловыми нейтронами из верхнего блока и резонансными из обоих блоков.

В опыте 3 детектор с обеих сторон закрыт кадмиевыми фильтрами. Поэтому он не может облучаться тепловыми нейтронами, как из верхнего, так и из нижнего блоков. Он активируется только резонансными нейтронами из обоих блоков.

В опыте 4 индиевый детектор помещен в нейтронное поле без всяких фильтров. Поэтому он подвергается облучению как тепловыми, так и резонансными нейтронами из обоих блоков. Причем существенный вклад в его активацию вносят тепловые нейтроны, многократно отраженные в парафиновых блоках.

Пусть эксперименты по определению скорости счета бета-частиц, излучаемых индиевыми детекторами в каждом из четырех опытов, дали следующие результаты: опыт 1 – N_1 ; опыт 2 – N_2 ; опыт 3 – N_3 ; опыт 4 – N_4 . Тогда, чтобы определить меру активности, наведенную в детекторе тепловыми нейтронами при их однократном прохождении через детектор в опыте 1, надо найти разность $N_1 - N_3$. Аналогично определяется мера активности, наведенная в детекторе тепловыми нейтронами при их однократном прохождении через детектор в опыте 2: $N_2 - N_3$. Разность несколько меньше, чем разность $N_1 - N_3$, так как верхний блок дальше от источника и беднее тепловыми нейтронами. Рекомендуется взять среднее значение

$$N = \frac{(N_1 - N_3) + (N_2 - N_3)}{2} \quad (3.1.3)$$

и принять его за меру активности A , наведенной в индии тепловыми нейтронами при однократном прохождении через детектор.

В опыте 4 детектор открыт тепловым нейтронам с обеих сторон. Поэтому, чтобы определить меру активности A_0 , наведенную тепловыми нейтронами при их многократном прохождении через детектор, необходимо найти разность:

$$N_0 = N_4 - N_3. \quad (3.1.4)$$

Однако оказывается, что эта разность превышает величину N отнюдь не в 2 раза, а значительно больше. Это обстоятельство обусловлено тем, что в опыте 4, по сравнению, например, с опытом 1, не только добавляется поток тепловых нейтронов из верхнего блока (это только удвоило бы активность детектора), но, кроме того, каждый из этих потоков получает еще возможность многократно отражаться от парафиновых блоков, переходя из одного блока в другой и обратно, пронизывая детектор много раз.

3.1.4. Порядок выполнения измерений

1. Изучить инструкции по технике безопасности при работе в лаборатории и, выполняя содержащиеся в них требования, приступить к измерениям с разрешения преподавателя.

2. Привести счетную установку в рабочее состояние. Убедиться в работоспособности установки в режиме "Проверка".

3. Измерить 3–4 раза фон счетной установки.

4. Для вычисления ζ необходимо измерить толщину индиевого детектора.

5. При облучении детекторов по схемам 1–4 и измерении скорости счета соблюдать одинаковую геометрию, как во время активации, так и во время промера на счетном приборе.

6. Провести рабочие измерения активности для всех фольг по 3–4 раза для каждого опыта.

7. По окончании измерений с фольгами повторить измерения фона счетной установки.

3.1.5. Обработка результатов измерений

1. Рассчитать средний за время измерений фон счетной установки и погрешность его измерений.

2. Из результатов, полученных в опытах 1–4, исключить фон.

3. По данным опытов 1–3 и согласно выражению (3.1.3), рассчитать величину N , пропорциональную активности, наведенной тепловыми нейтронами при однократном прохождении через детектор.

4. По данным опытов 3–4 и согласно выражению (3.1.4) рассчитать N_0 .

5. Рассчитать погрешность определения N и N_0 .

6. Вычислить величину ξ – долю нейтронов, поглощаемых детектором. Она определяется суммарным поперечным сечением для тепловых нейтронов на 1 см^2 детектора:

$$\xi = 1 - \exp(-\Sigma_a d),$$

где d – толщина детектора, см; Σ_a – макроскопическое сечение активации тепловыми нейтронами ядер материала детектора и оно определяется следующим соотношением:

$$\Sigma_a = \frac{N_a \cdot \sigma_a \cdot \rho}{A},$$

где N_a – число Авогадро, $N_a = 6,023 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹; σ_a – сечение активации тепловыми нейтронами ядра материала детектора, среднее сечение активации для ядра индия σ_a составляет примерно 160 барн; ρ – плотность материала детектора, плотность индия 7,28 г/см³; A – молярная масса, для индия $A = 115$ г/моль. При определении необходимо учесть, что в данных опытах детектор облучается не плоскопараллельным потоком тепловых нейтронов, а диффузионным. В этом случае эффективная толщина детектора для поглощения отдельного падающего нейтрона оказывается в два раза больше геометрической.

7. По формуле (3.1.1) вычислить коэффициент отражения тепловых нейтронов для парафина β и погрешность его определения. Относительная погрешность согласно правилу вычисления ошибок косвенных измерений равна

$$\delta\beta = \frac{\sigma_\beta}{\beta} = \sqrt{\frac{\sigma_{N4}^2 + \sigma_{N3}^2 + \sigma_{N1}^2 + \sigma_{N2}^2}{(N_4 + N_3 - N_1 - N_2)^2} + \frac{\sigma_{N4}^2 + \sigma_{N3}^2}{(N_4 - N_3)^2}},$$

где $\sigma_\beta, \sigma_{N1}, \sigma_{N2}, \sigma_{N3}, \sigma_{N4}$ – абсолютные погрешности определения коэффициента диффузного отражения тепловых нейтронов от парафина и скорости счета бета-частиц в 1, 2, 3, 4 опытах, соответственно; N_1, N_2, N_3, N_4 – средние значения скорости счета бета-частиц в 1, 2, 3, 4 опытах, соответственно.

8. По выражению (3.1.2) вычислить среднее число проходов k теплового нейтрона через детектор.
9. Составить отчет о выполненной работе.

3.1.6. Контрольные вопросы

1. Критерии выбора материала отражателя.
2. Какие основные закономерности поведения быстрых и тепловых нейтронов в материале отражателя?
3. Физический смысл альбедо.
4. Зависимость альбедо от свойств вещества.
5. От каких параметров зависит величина коэффициента ξ ?
6. В чем отличия понятий диффузионного и плоскопараллельного потока нейтронов.
7. Почему при диффузионном потоке нейтронов эффективная толщина детектора больше геометрической?
8. Для какой цели используют отражатель в ядерных реакторах.
9. Объяснить процесс отражения нейтрона в веществе.

3.1.7. Список литературы

1. Сборник лабораторных работ по ядерной физике: учебное пособие для вузов / под ред. К.Н. Мухина. – М.: Атомиздат, 1979.
2. Климов А.Н. Ядерная физика и ядерные реакторы. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
3. Власов Н.А. Нейтроны. – М.: Наука, 1971.

3.2. Распределение плотностей тока и потока тепловых нейтронов в замедляющей среде с использованием газонаполненного детектора

3.2.1. Цель работы

Ознакомиться с методом измерения плотности тока и потока тепловых нейтронов с помощью газонаполненной ионизационной камеры.

3.2.2. Основные теоретические сведения

Замедляющей средой или замедлителем является материал, предназначенный для снижения энергии нейтронов без заметного их поглощения. Необходимость применения таких материалов в ядерной технике связано с тем, что процесс деления в основном вызывается нейтронами с энергией меньше 1 эВ. Одним из основных требований, предъявляемых к материалам замедлителя, является низкое значение сечения поглощения нейтронов, однако, полностью исключить процесс

поглощения ядрами замедлителя нельзя. Это связано с тем, что при малых значениях микроскопического сечения поглощения замедлителя его концентрация и занимаемый объем в активной зоне реактора большой.

В ядерной технике замедляющие среды используются в качестве материала отражателя. Распределение плотности потока быстрых (Φ_b) и тепловых нейтронов (Φ_T) в активной зоне и отражателе представлено на рис. 3.3.

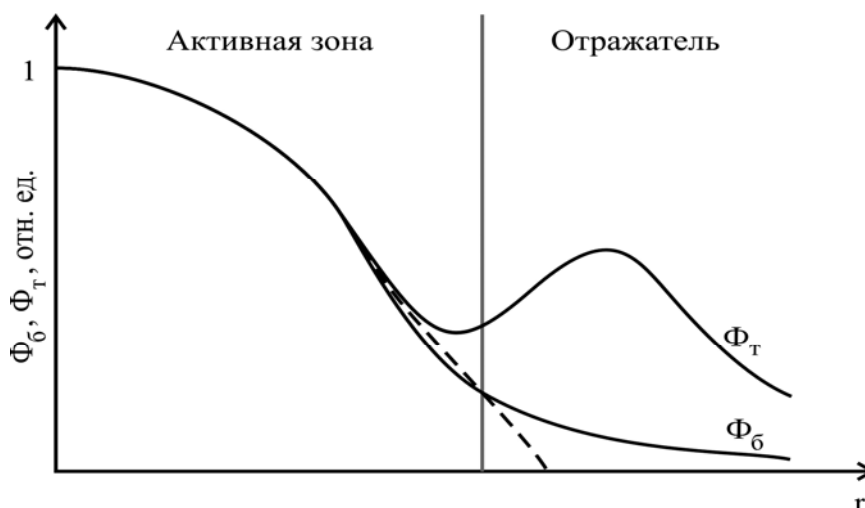


Рис. 3.3. Распределение плотности потока быстрых и тепловых нейтронов в активной зоне и отражателе

Материал отражателя имеет низкое значение сечения поглощения тепловых нейтронов и высокую замедляющую способность, что приводит к резкому снижению плотности потока быстрых нейтронов (за счет процесса замедления) и в отражателе наблюдается всплеск потока тепловых нейтронов. Дальнейшее снижение потока тепловых нейтронов обусловлено процессами поглощения и утечкой нейтронов через внешнюю поверхность отражателя. Утечка нейтронов из объема тела будет небольшой, если выполняются условия

$$a^2 / \tau \gg 1 \text{ — для замедляющихся нейтронов;}$$

$$a^2 / L^2 \gg 1 \text{ — для тепловых нейтронов;}$$

$$a^2 / M^2 \gg 1 \text{ — для всех нейтронов,}$$

где τ — возраст нейтронов; L — длина диффузии тепловых нейтронов; $M^2 = \tau + L^2$ — длина миграции; a — характерный размер тела.

Максимальное значение потока тепловых нейтронов в отражателе расположено от границы активной зоны примерно на расстоянии длины

замедления в отражателе ($\sqrt{\tau}$). Возраст нейтронов определяет миграцию нейтронов в процессе замедления и есть 1/6 среднего квадрата расстояния по прямой, на которое смещается нейтрон при замедлении от энергии источника (соответствующего нулевому возрасту) до данной энергии, отвечающей возрасту τ . Из самого физического смысла возраста нейтронов можно сделать вывод, что экспериментальное определение возраста нейтронов для одного и того же материала при использовании различных источников нейтронов даст различный результат, т. к. спектр потока нейтронов для каждого источника свой.

Квадрат длины диффузии определяет миграцию нейтронов в процессе диффузии и есть 1/6 среднего квадрата расстояния по прямой, на которое смещается нейтрон от точки, где он стал тепловым, до места, его поглощения. Длина диффузии определяется основными характеристиками среды: коэффициентом диффузии D и макроскопическим сечением поглощения Σ_a , по соотношению

$$L = \sqrt{D / \Sigma_a}.$$

Коэффициент диффузии определяется соотношением:

$$D = 1 / (3\Sigma_{tr}); \Sigma_{tr} = \Sigma_a + \Sigma_{str} = \Sigma_a + \Sigma_s (1 - \overline{\cos \theta}),$$

где Σ_{tr} – транспортное макроскопическое сечение; Σ_{str} – транспортное макроскопическое сечение рассеяния; Σ_s – макроскопическое сечение рассеяния.

Другой характеристикой процесса диффузии является время диффузии ($t_{диф}$) или время жизни теплового нейтрона, которое определяется соотношением:

$$t_{диф} = 1 / (v \cdot \Sigma_a),$$

где v – скорость нейтрона.

Квадрат длины миграции нейтронов определяет миграцию нейтронов в процессе замедления и диффузии, и есть 1/6 среднего квадрата расстояния по прямой, на которое смещается нейтрон от точки рождения до места его поглощения.

Геометрический фактор ослабления плотностей тока и потока нейтронов. Рассмотрим случай №1, когда в вакууме находится точечный источник тепловых нейтронов и определим характер зависимости плотности потока нейтронов (Φ , см⁻²·с⁻¹) с расстоянием. Точечным считается источник тогда, когда его характерный размер много меньше расстояния от источника излучения до детектора.

В данном случае, отсутствуют процессы поглощения и замедления нейтронов, поэтому баланс нейтронов будет выглядеть следующим образом:

$$S = 4\pi r^2 \Phi(r),$$

т. е. выход нейтронного источника ($S, \text{с}^{-1}$) равен числу нейтронов, пересекающих поверхность сферы ($4\pi R^2$) любого радиуса ($r, \text{см}$) в единицу времени (рис. 3.4).

Плотность потока нейтронов спадает пропорционально квадрату расстояния от источника излучения до детектора:

$$\Phi(r) = \frac{S}{4\pi r^2}. \quad (3.2.1)$$

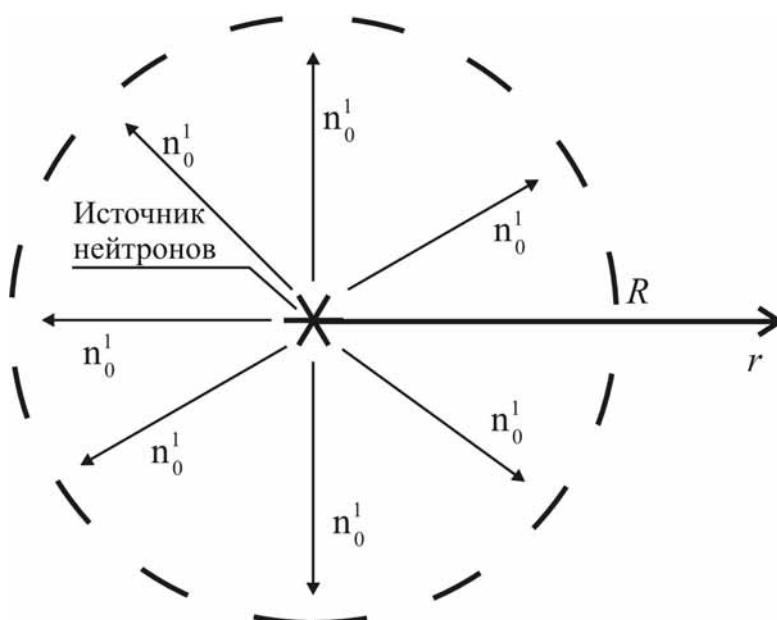


Рис. 3.4. Баланс нейтронов для точечного источника тепловых нейтронов в отсутствие поглощения в среде

Необходимо отметить, что при $r < 1$ расчетный результат не имеет физического смысла, это вызвано «точечным приближением», в котором рассматривается источник. В действительности источник имеет определенные размеры. Поэтому либо расстояние от источника излучения до детектора должно изменяться в пределах $r_{ист} \leq r < \infty$, либо значение плотности потока нейтронов при $r < 1$ принимается равным выходу нейтронного источника в единицах измерения плотности потока нейтронов, т. е.

$$\Phi(r \leq 1) = S.$$

Определим значение плотности тока тепловых нейтронов, вектор которого направлен в сторону меньшей плотности нейтронов и равен алгебраической сумме числа нейтронов, пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную выбранному направлению.

В случае изотропного источника вероятность P для нейтрона, рожденного в точке $r=0$, полететь в направлении произвольно выбранной площадки dF на расстоянии r равна той доле телесного угла, под которым видна площадка dF из точки рождения (рис. 3.5), т. е.

$$P = \frac{dF \cos \varphi}{4\pi r^2}.$$

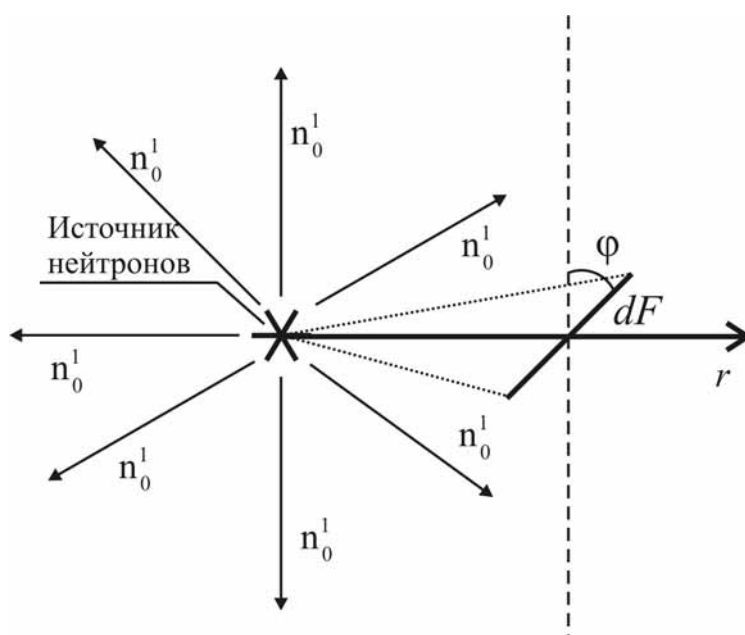


Рис. 3.5. Расположение произвольно выбранной площадки для определения плотности тока нейтронов

Таким образом, число нейтронов, рожденных источником в единицу времени и достигших площадки dF в положительном направлении, равно:

$$J_+ = S \cdot P = \frac{S \cdot dF \cos \varphi}{4\pi r^2},$$

в отрицательном направлении $J_- = 0$, т. к. отсутствуют другие источники нейтронов и процесс рассеяния. Величина J_+ или J_- называется односторонним током нейтронов. Плотности этих токов в

случае перпендикулярного расположения площадки ($\cos \varphi = 1$) относительно направления движения нейтронов равны

$$i_+ = \frac{J_+}{dF} = \frac{S}{4\pi r^2}; i_- = 0.$$

Плотность результирующего тока через площадку dF в направлении r есть

$$I(r) = i_+ - i_- = S/(4\pi r^2). \quad (3.2.2)$$

Из соотношений (3.2.1) и (3.2.2) видно равенство плотностей тока и потока нейтронов в данном случае.

Материальный фактор ослабления плотностей тока и потока нейтронов. Рассмотрим случай №2, когда на сильно поглощающую среду ($\Sigma_a \gg \Sigma_s$) падает плоско параллельный поток тепловых нейтронов (рис. 3.6). В данном случае, отсутствует только процесс замедления, а снижение значения плотности потока нейтронов происходит за счет поглощения нейтронов. В дифференциальной форме закон ослабления плотности потока нейтронов запишется в виде

$$\frac{d\Phi}{dr} = -\sigma_a N \Phi(r) = -\Sigma_a \Phi(r),$$

где σ_a , Σ_a – микро- (см^2) и макроскопическое (см^{-1}) сечение поглощения среды, соответственно; N – концентрация ядер среды, см^{-3} .

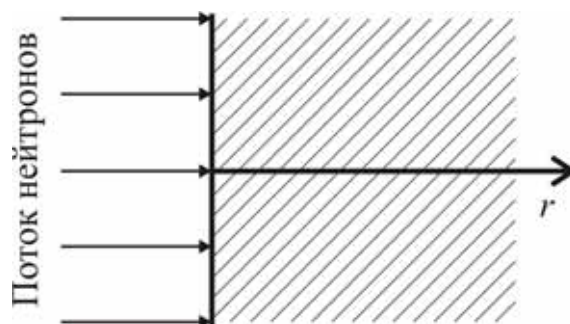


Рис. 3.6. Геометрия падения плоско параллельного потока нейтронов на вещество

Решением этого дифференциального уравнения будет:

$$\Phi(r) = \Phi_0 \exp(-\Sigma_a r) = \Phi_0 \exp(-r / \lambda_a), \quad (3.2.3)$$

где Φ_0 – значение плотности потока нейтронов в точке $r = 0$; λ_a – средняя длина свободного пробега нейтрона до поглощения.

Аналогично случаю №1 определим значение плотности результирующего тока нейтронов. В случае плоско параллельного потока нейтронов вероятность P_1 для нейтрона, попавшего в среду в точке $r = 0$, полететь в направлении произвольно выбранной площадки dF на расстоянии r равна той доле телесного угла, под которым видна площадка dF из точки рождения (рис. 3.7), т. е.

$$P_1 = dF \cos \varphi .$$

Вероятность P_2 того, что нейтроны, летящие в направлении площадки dF , достигнут ее, есть

$$P_2 = \exp(-\Sigma_a r) .$$

Скорость попадания в среду нейтронов равна $S = \Phi_0 \cdot 1 \text{ см}^2$.

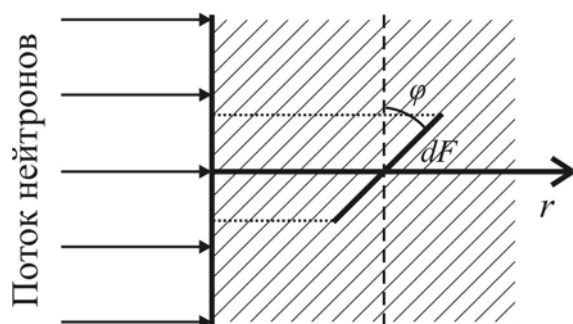


Рис. 3.7. Расположение произвольно выбранной площадки для определения плотности тока нейтронов

Таким образом, число нейтронов, попавших в среду в единицу времени и достигших площадки dF в положительном направлении, равно

$$J_+ = S \cdot P_1 \cdot P_2 = S \cdot dF \cos \varphi \cdot \exp(-\Sigma_a r) ,$$

в отрицательном направлении $J_- = 0$, т. к. отсутствуют другие источники нейтронов и процесс рассеяния. Плотности этих токов в случае перпендикулярного расположения площадки ($\cos \varphi = 1$) относительно направления движения нейтронов равны

$$i_+ = \frac{J_+}{dF} = S \exp(-\Sigma_a r) = \Phi_0 \exp(-\Sigma_a r) ; i_- = 0 .$$

Плотность результирующего тока через площадку dF в направлении r есть

$$I(r) = i_+ - i_- = \Phi_0 \exp(-\Sigma_a r) \quad (3.2.4)$$

Из соотношений (3.2.3) и (3.2.4) видно равенство плотностей тока и потока нейтронов в данном случае.

Учет геометрического и материального факторов приводит к обобщенному закону ослабления плотности потока и, соответственно, тока нейтронов

$$\Phi(r) = I(r) = \frac{S \exp(-\Sigma_a r)}{4\pi r^2}. \quad (3.2.5)$$

Соотношение (3.2.5) позволяет по экспериментально измеренному распределению потока нейтронов определить значение макроскопического сечения или среднюю длину свободного пробега нейтрона до поглощения. Необходимо отметить, что оба представленных случая рассматривают:

- поток нейтронов, который перпендикулярно пересекает произвольно выбранную поверхность и не учитывает то, что в блоке замедлителя преимущественно протекает процесс рассеяния и, следовательно, наблюдается диффузионный поток нейтронов;

- бесконечную среду и не учитывают утечку нейтронов через поверхность блока замедлителя;

- источник тепловых нейтронов и не учитывают процесс замедления нейтронов до энергии теплового равновесия со средой.

Диффузионный поток нейтронов учитывается при решении уравнения диффузии в средах с точечным источником. Это уравнение справедливо, если выполнены два условия:

- 1) поток нейтронов на длине свободного пробега меняется слабо;
- 2) рассеяние нейтронов изотропно.

Второе ограничение легко снимается введением транспортной длины. Первое условие чрезвычайно существенно и значительно ограничивает область применимости уравнения диффузии, которое достаточно точно описывает поведение нейтронов в слабо-поглощающих средах, вдали от источников и границ раздела сред с различными свойствами или с резкой зависимостью сечений от координат. Другими словами, уравнение диффузии справедливо в том случае, если $\Sigma_s \gg \Sigma_a$ и угловое распределение потока нейтронов близко к изотропному.

Бесконечная однородная среда. Найдем поле моноэнергетических нейтронов, генерируемых в бесконечной однородной среде точечным изотропным источником с постоянной во времени скоростью генерации (S), расположенным в начале координат. Уравнение диффузии во всем объеме среды, кроме точки $r = 0$, есть

$$D\Delta\Phi(r) - \Sigma_a\Phi(r) = 0.$$

Ввиду сферической симметрии задачи и однородности среды это уравнение удобнее записать в форме

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi}{dr} \right) - \chi^2 \Phi = 0,$$

где $\chi^2 = \Sigma_a / D$ – материальный параметр, определяющий свойства среды.

Условие задачи сформулируем следующим образом:

- 1) поток нейтронов ограничен;
- 2) полное число нейтронов, поглощаемых в единицу времени, равно скорости их генерации (условие баланса для стационарной задачи), т. е.

$$\int_0^{\infty} \Sigma_a \Phi(r) dV = S. \quad (3.2.6)$$

Для упрощения формы уравнения диффузии нейтронов сделаем подстановку $\Phi = u / r$, и приведем его к виду

$$d^2u / dr^2 - \chi^2 u = 0.$$

Общее решение уравнения есть

$$u(r) = C_1 \exp(-\chi r) + C_2 \exp(+\chi r). \quad (3.2.7)$$

Соответственно для $\Phi(r)$:

$$\Phi(r) = C_1(1/r) \exp(-\chi r) + C_2(1/r) \exp(+\chi r). \quad (3.2.8)$$

Из условия 1 следует, что $C_2 = 0$. Тогда

$$\Phi(r) = C_1(1/r) \exp(-\chi r).$$

Для определения константы C_1 воспользуемся вторым условием (3.2.6). Подставляя в него выражение для потока (3.2.8), имеем

$$C_1 \int_0^{\infty} \frac{\exp(-\chi r)}{r} \Sigma_a dV = S.$$

Вычисляя интеграл, получаем: $C_1 = S / (4\pi D)$ и

$$\Phi(r) = \frac{S}{4\pi D r} \exp(-\chi r). \quad (3.2.9)$$

В природе не существует точечных источников конечного размера. Поэтому полученное решение при $r \rightarrow 0$ не имеет физического смысла. По соотношению (3.2.9) можно рассчитать распределение потока

нейтронов во всем пространстве, кроме точки $r = 0$, в которой размещен источник. Однако вблизи источника диффузионное приближение не дает правильного результата, так как не выполняется условие малого изменения потока нейтронов на расстоянии порядка длины свободного пробега нейтронов в среде. Сравнение с точечным решением (например, с решением уравнения Пайерлса) показывает, что хотя поток нейтронов и стремится к бесконечности при $r \rightarrow 0$, все же диффузионное приближение значительно занижает его значение в окрестности источника.

В диффузионном приближении значение плотности тока нейтронов (I) связано с плотностью потока нейтронов соотношением и в данном случае будет:

$$I(r) = -D\nabla\Phi(r) = \frac{S}{4\pi r^2} \exp(-\chi r) + \frac{S\chi}{4\pi r} \exp(-\chi r) = I_1(r) + I_2(r).$$

В этом соотношении выделяются две плотности тока нейтронов:

– I_1 , который характеризует изменение потока нейтронов испущенных источником, это можно заключить из сравнения с соотношением (3.2.5);

– I_2 , который характеризует изменение потока нейтронов, попавших в точку r в результате рассеяния в среде.

В соотношении (3.2.5) значения тока и потока нейтронов равны, т. к. выражение получено из предположения, что в среде $\Sigma_a \gg \Sigma_s$ и, следовательно, диффузионное приближение не выполняется.

Конечная однородная среда. В качестве примера рассмотрим случай, когда точечный источник со скоростью генерации S расположен в центре сферы радиусом R . Совместим начало координат с центром сферы и найдем распределение потока нейтронов, воспользовавшись полученным ранее общим решением (3.2.8).

Для определения одной из постоянных имеем условие обращения потока нейтронов в нуль на экстраполированном радиусе сферы R_0 :

$$C_1(1/R_0) \exp(-\chi R_0) + C_2(1/R_0) \exp(+\chi R_0) = 0.$$

Отсюда

$$C_2 = -C_1 \exp(-2\chi R_0) \text{ и } \Phi(r) = C_1 \frac{\exp(-\chi r)}{r} \cdot \{1 - \exp[-2\chi(R_0 - r)]\}. \quad (3.2.10)$$

Чтобы найти C_1 , воспользуемся условием

$$\lim_{r \rightarrow 0} 4\pi r^2 I = S.$$

Смысл этого условия состоит в том, что ток нейтронов (I) через сферу, как угодно близко охватывающую источник, равен скорости генерации этого источника. Поскольку $I = -D\nabla\Phi$, то, дифференцируя выражение (3.2.10) по r и устремляя $r \rightarrow 0$, находим

$$C_1 = \frac{S}{4\pi D[1 - \exp(-2\chi R_0)]}.$$

Окончательно

$$\Phi(r) = \frac{S \exp(-\chi r)}{4\pi D r} \cdot \frac{1 - \exp[-2\chi(R_0 - r)]}{1 - \exp(-2\chi R_0)}.$$

Отличие от полученного ранее выражения для потока нейтронов в бесконечном пространстве (3.2.9) учитывается вторым сомножителем. Этот сомножитель способствует ускорению спада потока нейтронов в конечном объеме по сравнению с бесконечным.

Необходимо отметить, что параметр (χ), характеризующий свойства среды для тепловых нейтронов, обратно пропорционален длине диффузии. Длина диффузии в свою очередь играет роль длины релаксации, т. е. длины, на которой поток нейтронов уменьшается в e раз.

3.2.3. Экспериментальная установка на базе цилиндрического газонаполненного детектора

Экспериментальная установка представляет собой полиэтиленовую призму размером $1200 \times 1200 \times 1200$ мм³ с вертикальным измерительным каналом (рис. 3.8), (Pu-Be) – источник быстрых нейтронов устанавливается на вертикальной оси в центре призмы.

Счетчики типа СМ относятся к классу газоразрядных счетчиков. Счетчики подобного типа являются удобными в эксплуатации детекторами излучений. Они получили широкое распространение благодаря ряду достоинств: высокой чувствительностью, обусловленной использованием усиления ионизации; простоте преобразования ионизации в электрические сигналы большой мощности; относительно простой конструкции (рис. 3.9) и технологией изготовления; небольшой стоимости; возможности работы от источников питания с относительно невысоким коэффициентом стабилизации напряжения; работе в большом диапазоне температур.

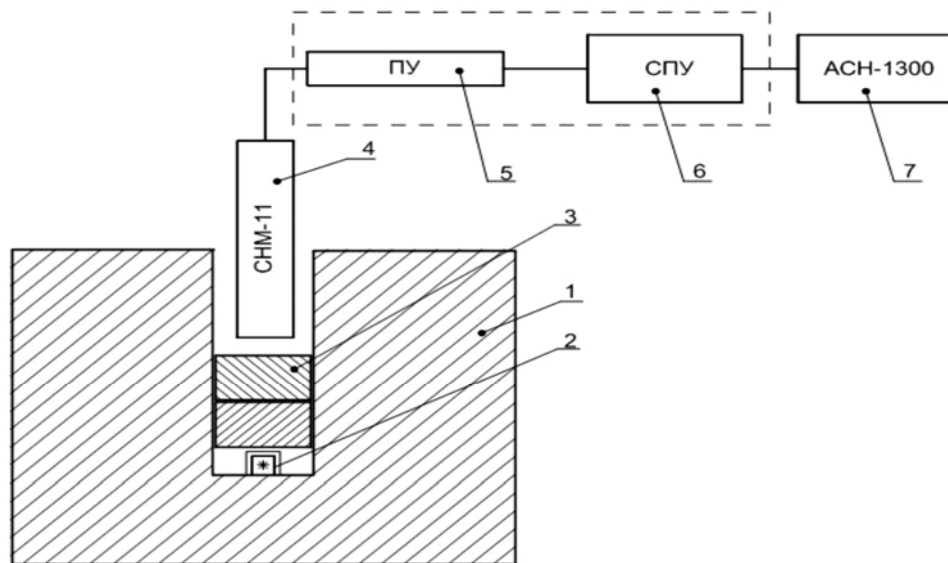


Рис. 3.7. Схема экспериментальной установки:

- 1 – полиэтиленовая призма; 2 – источник нейтронов типа ИБН-26 № 009;
 3 – дистанционирующие полиэтиленовые диски; 4 – детектор нейтронов типа СММ;
 5 – блок предварительного усиления сигнала; 6 – счетно-пусковая установка СПУ-1-1М; 7 – универсальный частотомер АСН-1300

Режим работы газоразрядных счетчиков определяется напряжением на его электродах. Существуют три основных режима работы счетчиков:

1. Режим пропорционального газового усиления;
2. Режим ограниченной пропорциональности;
3. Режим гейгеровского разряда.

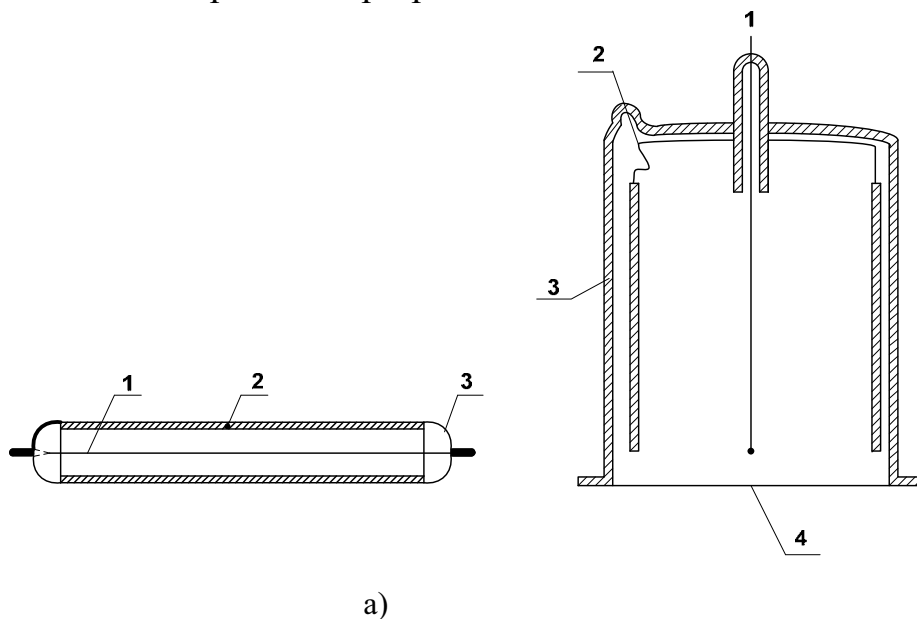


Рис. 3.9. Структурная схема цилиндрического (а) и торцевого (б) счетчиков:
 1 – нить (анод); 2 – катод; 3 – баллон; 4 – окно

Счетчики, работающие в первом и втором режимах, называются **пропорциональными**, а в третьем гейгеровскими, или счетчиками с самостоятельным разрядом. Наибольшее распространение получили две конструкции счетчиков: цилиндрические (рис. 3.9а) и торцевые (рис. 3.9б).

В нейтронных счетчиках нейтронное излучение преобразуется в ионизирующее излучение с помощью ядерной реакции нейтронов с бором B^{10} . Бор вводится в счетчик либо в газовом (BF_3 – трехфтористый бор), либо в твердом (аморфный бор) агрегатных состояниях. В последнем случае стенки счетчика (чаще всего катод) покрываются равномерным слоем бора, толщина которого в оптимальном случае должна быть равна пробегу α -частицы. При такой толщине бора эффективность регистрации нейтронов оказывается наибольшей. Содержание в боре изотопов с массовым числом 10 составляет при естественной смеси изотопов 18,8% и обогащенной смеси (80–85)%. Счетчик нейтронов СНМ-11 представляет собой полую трубку длиной 336 мм и диаметром 18 мм, внутренняя поверхность этой трубки (катод) покрыта тонким слоем бора естественной концентрации. Датчик такого типа способен регистрировать медленные нейтроны (тепловые и резонансные) при сильном γ -фоне.

Счетчик заполнен трехфтористым бором BF_3 и регистрация тепловых и резонансных нейтронов происходит с помощью продуктов реакции $B^{10}(n, \alpha)Li^7$, которые имеют суммарный выход 2,3 МэВ и на α -частицу приходится 1,5 МэВ.

Сечение этой реакции обратно пропорционально скорости нейтронов в области энергий ниже 5 кэВ. При энергии нейтронов, равной 0,025 эВ, сечение захвата их на B^{10} составляет 4010 барн. Типичные характеристики борного счетчика:

- давление BF_3 около 120 мм рт. ст.;
- рабочее напряжение примерно 1500 В;
- диаметр анода 0.05, диаметр катода 22 мм.

Эффективность борного счетчика (при обогащении B^{10} до 96%) длиной 150 мм для тепловых нейтронов, падающих на торец, около 20%.

Большое распространение получили гелиевые счетчики. Например, коронный **счетчик СНМ-10**, способный регистрировать тепловые нейтроны при γ -фоне. Конструктивно он выполнен аналогично СНМ-11, отличие заключается в том, что он заполнен смесью гелия He^3 и аргона. В этих счетчиках для регистрации нейтронного излучения используется реакция $He^3(n, p)H^3$, при этом выделяется энергия 0,8 МэВ. Эффективность гелиевых и борных счетчиков практически одинакова.

Сечение реакции обратно пропорционально скорости нейтронов и при энергии 0,025 эВ равно 5500 барн.

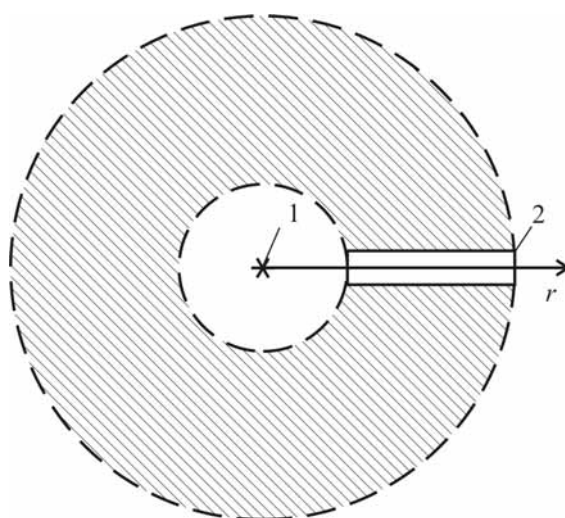
Питание детектора высоковольтным напряжением осуществляется от СПУ-1-1М, рабочее напряжение счетчика 1500 В.

3.2.4. Особенности обработки экспериментальных результатов для газонаполненного детектора

В качестве детектора используется газоразрядный счетчик нейтронов СНМ-12, предназначенный для регистрации медленных нейтронов в диапазоне энергий 0,03...100 эВ в коронном режиме. Помещенный в среду детектор в присутствии источника будет регистрировать число импульсов, которое пропорционально среднему значению плотности потока нейтронов с энергией 0,03...100 эВ в объеме (рис. 3.10):

$$V = \frac{4}{3} \pi [(r + h)^3 - r^3],$$

где h – длина детектора (для СНМ-12 составляет 28,5 см). Для определения потока тепловых нейтронов необходимо повторить эксперимент на данном расстоянии, но детектор поместить в кадмиевый фильтр. Использование кадмиевого фильтра позволяет получить число импульсов пропорциональное среднему значению плотности потока надтепловых нейтронов. Разность показаний счетчика без кадмиевого фильтра и с ним будет пропорционально среднему значению плотности потока тепловых нейтронов. Для уменьшения величины h можно воспользоваться укороченным кадмиевым фильтром, что позволит уменьшить объем и повысить точность эксперимента.



*Рис. 3.10. Схема эксперимента с газонаполненным детектором:
1 – источник нейтронов; 2 – детектор*

Среднее значение плотности потока нейтронов и число импульсов, регистрируемых счетчиком, связаны соотношением:

$$\Phi(r) = \frac{N(r)}{S_{\text{дет}} t \omega} = \frac{N(r)}{2\pi r_{\text{дет}} h t \omega},$$

где $S_{\text{дет}}$ – регистрирующая поверхность детектора; $r_{\text{дет}}$ – радиус детектора; t – время измерения, с; ω – вероятность регистрации частицы.

3.2.5. Порядок проведения работы

1. Изучить инструкцию по технике безопасности при работе в лаборатории и, выполняя указанные в ней требования, приступить к измерениям с разрешения преподавателя. Время измерения во всех экспериментах должно составлять не менее 60 с.

2. Привести счетную установку в рабочее состояние. Убедиться в работоспособности счетного устройства в проверочном режиме. Измерить 3 раза фон счетной установки.

3. Поместить нейтронный источник в канал (шахту) замедлителя, предварительно убедившись в отсутствии в нем дисков и вынимающихся блоков.

4. В первом измерении детектор располагается в непосредственной близости к источнику. Измерение количества импульсов в каждой точке с кадмиевым фильтром и без него производится дважды.

5. Последующие измерения скорости счета производятся последовательно при перемещении детектора через 2 см. Полученные результаты заносятся в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Пример таблицы результатов эксперимента

| r , см | $N_{\text{фон}}$, с ⁻¹ | $N_1(r)$, с ⁻ | $N_2(r)$, с ⁻ | $N(r)$, с ⁻¹ |
|----------------|------------------------------------|---------------------------|---------------------------|--------------------------|
| 0 | | | | |
| 2 | | | | |
| <i>и т. д.</i> | | | | |

Примечание: $N_{\text{фон}}$ – фон счетной установки; $N_1(r)$, $N_2(r)$ – число импульсов в случае, когда детектор открыт и закрыт кадмиевым фильтром, соответственно; $N(r) = N_1(r) - N_2(r) - N_{\text{фон}}$ – число импульсов, обусловленное тепловыми нейтронами.

6. Определить среднее значение скорости счета в каждой точке ($N(r)$), обусловленное потоком тепловых нейтронов, и абсолютную погрешность его измерения (σ_N).

7. Определить среднее значение плотности потока тепловых нейтронов ($\Phi(r)$) и его погрешность (σ_Φ).

8. Построить график зависимости плотности потока тепловых нейтронов от расстояния до источника нейтронов: $\Phi = f(r)$.

9. Определить среднее значение функции ($\overline{r\Phi(r)}$) на радиусе r и его погрешность ($\sigma_{r\Phi}$).

10. Построить график функции $r\Phi = f(r)$.

11. По графику $r\Phi = f(r)$ определить расстояние (r_0), с которого начинается экспоненциальный спад (область выполнения диффузионного приближения).

12. Для расстояний r_0 и более определить значения функции $\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]}$ и его погрешность (σ_{\ln}). Все результаты расчета заносятся в табл. 3.2.

13. Построить график функции $\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]} = f(r)$. Результаты расчетов занести в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Пример таблицы результатов расчета

| $r, \text{ см}$ | $\overline{N(r)} \pm \sigma_N, \text{ с}^{-1}$ | $\overline{\Phi(r)} \pm \sigma_\Phi, \text{ с}^{-1}$ | $\overline{r\Phi(r)} \pm \sigma_{r\Phi}, \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ | $\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]} \pm \sigma_{\ln}$ |
|-----------------|--|--|---|--|
| 0 | | | | |
| 2 | | | | |

Примечание: r_0 – расстояние, с которого начинается экспоненциальный спад функции $r^2\Phi(r)$.

14. Методом наименьших квадратов аппроксимировать зависимость $\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]} = f(r)$ прямой линией (полиномом первой степени). По тангенсу угла наклона определяют значение материального параметра среды и, следовательно, длину диффузии тепловых нейтронов.

15. Для расстояний $0 \div r_0$ определить значения функции $r^2\Phi = f(r)$ и построить график, по которому оценить значение возраста замедляющихся нейтронов.

16. Оценить значение длины миграции нейтронов.

17. Записать закон распределения плотностей тока и потока тепловых нейтронов в диффузионном приближении и построить их графики.

18. Составить отчет о выполненной работе, который должен включать следующее:

- самостоятельно сформулированную цель работы;
- необходимые теоретические сведения;
- результаты измерений и расчеты необходимых величин;
- расчеты погрешностей прямых и косвенных измерений;
- вывод по работе.

3.2.6. Контрольные вопросы

1. Определить характер зависимости плотностей тока и потока нейтронов с расстоянием в случае, когда точечный источник тепловых нейтронов находится в вакууме.

2. Определить характер зависимости плотностей тока и потока нейтронов с расстоянием в случае, когда на сильно поглощающую среду ($\Sigma_a \gg \Sigma_s$) падает плоско параллельный поток тепловых нейтронов.

3. Записать выражение для плотностей тока и потока нейтронов с расстоянием в случае, когда в сильно поглощающей среде ($\Sigma_a \gg \Sigma_s$) находится точечный источник тепловых нейтронов.

4. Запишите (поясните) условия (область) применимости уравнения диффузии.

5. Определить характер зависимости плотностей тока и потока нейтронов, генерируемых в бесконечной однородной среде точечным изотропным источником с постоянной во времени скоростью генерации, расположенным в начале координат.

6. Как влияют конечные размеры блока замедлителя на значение плотности потока нейтронов в нем?

7. В чем состоит физический смысл возраста, длин диффузии и миграции нейтронов в среде?

8. Запишите соотношение, связывающее скорость счета и плотности потока нейтронов для различных детекторов нейтронов.

9. В чем состоит физический смысл плотностей тока и потока нейтронов и как они связаны?

10. Чем обусловлено введение в расчет вероятности ре-гистрации частиц?

3.2.7. Список литературы

1. Беденко С.В., Нестеров В.Н., Шаманин И.В. Основы радиометрии нейтронных полей в ядерном реакторе: учебное пособие. – Томск, 2007. – 79 с.
2. Практикум по ядерной физике. И.А. Антонова, А.Н. Бояркина, Н.Г. Гончарова и др. – 4-е изд. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988. – 199 с.
3. Сидоренко В.В., Кузнецов Ю.А., Оводенко А.А. Детекторы ионизирующих излучений на судах: справочник. – Л.: Судостроение, 1984. – 240 с.
4. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. еМ1.287.007 ТО. Счетно-пусковая установка СПУ-1-1М. 1984. – 49 с.
5. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. еМ21.801.022 ПС. Прибор счетный одноканальный ПСО2-4. 1980. – 53 с.
6. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. Универсальный частотомер АСН-1300. 2000 – 22 с.

3.3. Распределение плотностей тока и потока тепловых нейтронов в замедляющей среде с использованием торцевого сцинтилляционного детектора

3.3.1. Цель работы

Ознакомиться с методом измерения плотности тока и потока тепловых нейтронов с помощью торцевой ионизационной камеры.

3.3.2. Основные теоретические сведения

Основные теоретические сведения приведены в разделе 3.2.2.

3.3.3. Экспериментальная установка на базе торцевого сцинтилляционного детектора

В состав экспериментальной установки (рис. 3.11) входят: полиэтиленовая призма, дистанционирующие полиэтиленовые диски и Pu–Be источник; сцинтилляционный детектор нейтронов; блок высоковольтного напряжения БВ-2-2; источник питания АТН-2031; прибор счётный одноканальный ПСО2-4.

С помощью полиэтиленовых дисков детектор нейтронов может размещаться на различных фиксированных расстояниях от источника нейтронов. Регистрация нейтронного излучения осуществляется датчиком с коронным счетчиком медленных нейтронов типа СНМ-11.

Измерительная установка укомплектована сцинтилляционным счетчиком (рис. 3.12). Принцип работы счетчика основан на использовании люминесценции, возникающей в некоторых твердых телах, жидкостях и газах при воздействии на них ионизирующего излучения. При этом часть энергии излучения преобразуется в фотоны

света, выбивающие из фотокатода ФЭУ электроны. Поле умножения фотоэлектронов системой ФЭУ импульсы тока с его выхода поступают на вход измерительной схемы.

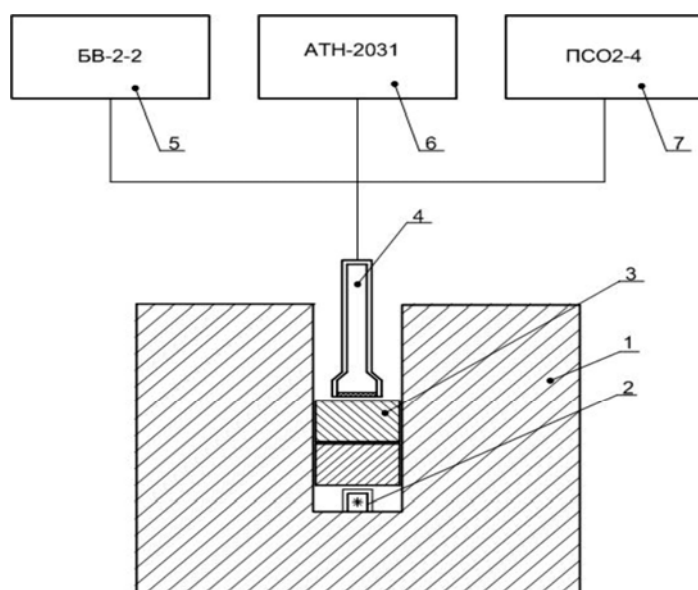


Рис. 3.11. Схема экспериментальной установки:

1 – полиэтиленовая призма; 2 – источник нейтронов типа ИБН-26 № 009; 3 – дистанционирующие полиэтиленовые диски; 4 – сцинтилляционный детектор нейтронов; 5 – блок высоковольтного напряжения БВ-2-2; 6 – источник питания АТН-2031; 7 – прибор счётный одноканальный ПСО2-4

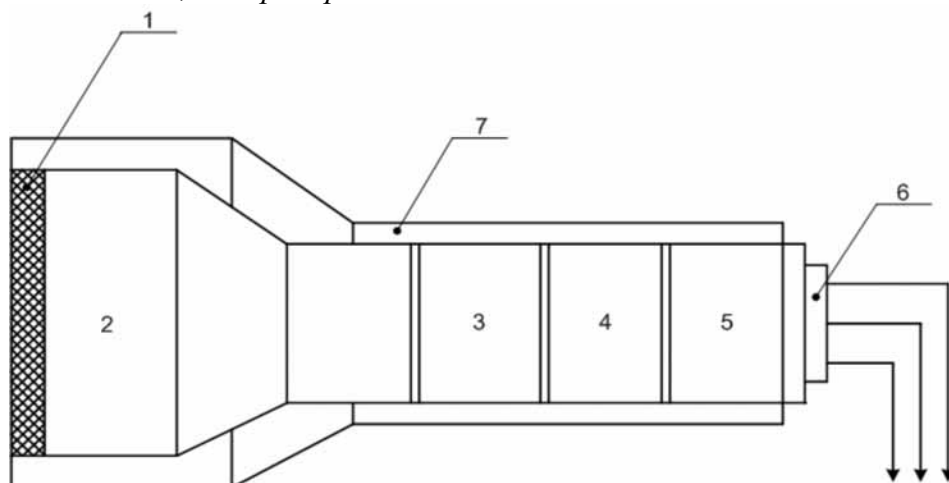


Рис. 3.12. Структурная схема сцинтилляционного счётчика:

1 – детектор-сцинтиллятор; 2 – фотокатодный умножитель (ФЭУ); 3 – узел включения ФЭУ; 4 – схема включения с делителем напряжения, блоком выходного каскада с усилителем и эмиттерным повторителем; 5 – высоковольтный преобразователь напряжения для питания ФЭУ; 6 – узел подключения сцинтилляционного счётчика к измерительной схеме; 7 – кожух

Сцинтилляторы делятся на два основных класса: неорганические (галогениды щелочных металлов) и органические (органические сцинтилляторы, сцинтиллирующие растворы). В данном счетчике используется неорганический щелочно-галогеноидный сцинтиллятор, который служит для регистрации и спектрального анализа α -, β -, γ - и нейтронного излучений.

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ) сцинтилляционных счетчиков преобразуют световую энергию сцинтилляций в электрические сигналы. Конструктивно ФЭУ обычно представляет цилиндрический стеклянный баллон с высоким вакуумом (рис. 3.13). Первым электродом является фотокатод К – тонкий полупрозрачный слой вещества, нанесенный на внутреннюю поверхность баллона (с его торца), которое легко испускает фотоэлектроны под действием света. За фотокатодом расположен фокусирующий электрод D_f , имеющий вид пластинки с отверстием. Далее следуют диноды (эммитеры) D_1 , D_2 , D_3 и т. д. Вся система заканчивается собирающим электродом – анодом А, который через сопротивление нагрузки R_H подключен к положительному электроду источника питания. Электрический потенциал на электродах ФЭУ возрастает в последовательности их расположения, минимальный потенциал имеет катод, а максимальный – анод. Независимо от конструкции и числа электродов принцип работы ФЭУ заключается в следующем. Под действием света, падающего на фотокатод, последний испускает фотоэлектроны. Электрическим полем фотоэлектроны направляются через фокусирующий электрод к первому диноду D_1 и выбивают из него вторичные электроны, которые попадают на динод D_2 и выбивают из него снова вторичные электроны, попадающие на D_3 и т. д. Число вторичных электронов, выбиваемых из динодов N_2 в несколько раз превышает число первичных электронов N_1 , падающих на динод. Отношение этих чисел называют коэффициентом вторичной электронной эмиссии N_2/N_1 .

Процесс этот продолжается до тех пор, пока умноженный всеми динодами поток электронов не достигнет последнего электрода – анода. Напряжение на электродах ФЭУ возрастает в последовательности их расположения; самый низкий потенциал имеет катод, самый высокий – анод (коллектор). По назначению ФЭУ, используемые в сцинтилляционных счетчиках, делят на счетные (применяемые в радиометрах и дозиметрах), спектрометрические (для измерений энергии излучения) и временные (для регистрации актов взаимодействия частиц во времени).

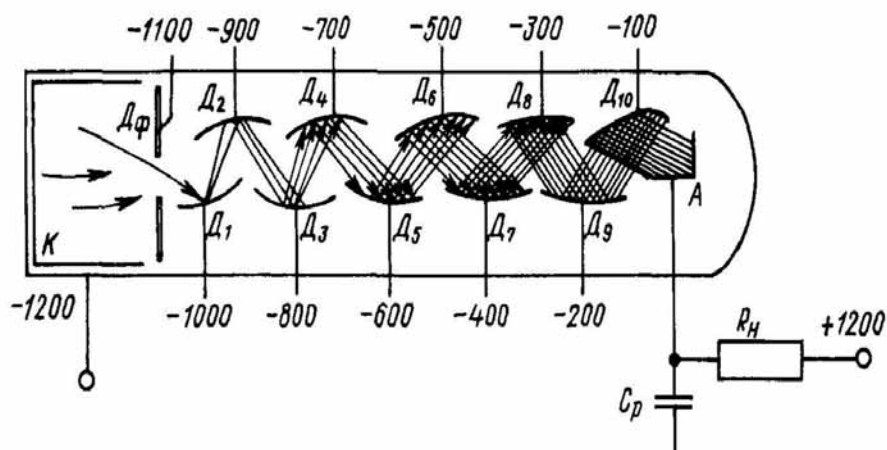


Рис. 3.13. Схема работы фотоэлектронного умножителя

Блоком высоковольтного напряжения БВ-2-2 осуществляется питание фотоэлектронного умножителя, напряжение необходимое для правильной работы ФЭУ составляет 1200 В.

Источником питания АТН-2031 осуществляется питание усилителя, который предназначен для усиления и преобразования сигнала в необходимую форму поступающего с ФЭУ. Конструктивно усилитель расположен за ФЭУ, для его правильной работы необходимо напряжение около 12 В.

С помощью полиэтиленовых дисков сцинтилляционный детектор нейтронов может размещаться на различных фиксированных расстояниях от источника нейтронов. Под действием нейтронного излучения в сцинтиляторе (монокристаллы йодистого натрия, активированного таллием NaI(Tl)) возникает люминесцентное излучение. Образовавшиеся фотоны света выбивает из фотокатода ФЭУ электроны. После умножения фотоэлектронов системой ФЭУ импульсы тока с его выхода поступают на вход измерительной аппаратуры, где происходит усиление и преобразование сигнала в стандартный по амплитуде и длительности. Далее, преобразованный в необходимую форму, сигнал поступает на пересчетное устройство ПСО2-4, где происходит его регистрация и индикация. Индикация набранной информации визуальная, однострочная в арабских цифрах, в десятичном коде.

Прибор счетный одноканальный ПСО2-4 предназначен для измерения:

- числа статистических или равномерно распределенных импульсов в течении заданного интервала времени;

– времени набора заданного числа статистических или равномерно распределенных импульсов;

– частоты следования периодических импульсных или синусоидальных сигналов.

Прибор имеет три режима работы:

– режим [N] – счет числа импульсов или периодов синусоидального сигнала за определенный интервал времени;

– режим [T] – измерение времени набора задаваемого числа импульсов или периодов синусоидального сигнала;

– режим [ПРОВЕРКА] – проверка работоспособности прибора от внутреннего генератора. Для того чтобы осуществить регистрацию непрерывно поступающих импульсов с детектора за определенный промежуток времени необходимо перевести прибор в режим [N].

Чтобы прибор работал в режиме [N] необходимо выполнить следующие действия:

1. Установить переключатель [СЕТЬ] в положение ВКЛ.

2. Установить переключатели [N-T] в положение [N].

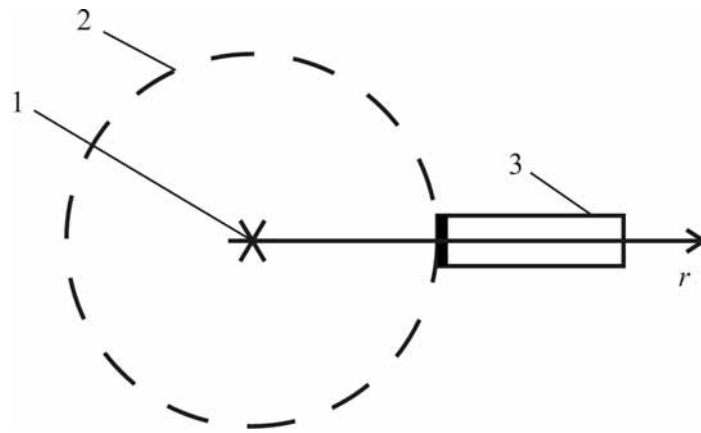
3. Переключатели [ВВОД], [~], [ГЕНЕРАТОР], [УПРАВЛЕНИЕ] в нужное положение.

Если переключатель [УПРАВЛЕНИЕ] выставлен в положение [АВТОМАТИЧЕСКОЕ], то прибор работает в режиме автоматического управления. В этом случае время индикации результата измерения регулируется потенциометром [ВРЕМЯ ИНДИКАЦИИ], выведенным на лицевую панель. Если переключатель [УПРАВЛЕНИЕ] выставлен в положение [ВНЕШНЕЕ], то прибор работает в режиме внешнего управления. При внешнем управлении пуск, остановка и сброс показаний прибора осуществляется от соответствующих кнопок [ПУСК], [СТОП] и [СБРОС].

3.3.4. Особенности обработки экспериментальных результатов для торцевого детектора

Помещенный в среду торцевой детектор в присутствии источника будет регистрировать число импульсов, которое пропорционально значению плотности потока тепловых нейтронов, пересекающих поверхность сферы радиусом r (рис. 3.14):

$$S_{сфера} = 4\pi r^2.$$



*Рис. 3.14. Схема эксперимента с торцевым детектором:
 1 – источник нейтронов; 2 – поверхность сферы, плотность потока
 тепловых нейтронов пропорциональна скорости счета детектора;
 3 – торцевой детектор*

В данном случае среднее значение плотности потока нейтронов и число импульсов, регистрируемых счетчиком, связаны соотношением

$$\Phi(r) = \frac{N(r)}{S_{det}t\omega} = \frac{N(r)}{\pi r_{det}^2 t \omega},$$

где S_{det} – регистрирующая поверхность детектора; r_{det} – радиус детектора; t – время измерения, с; ω – вероятность регистрации частицы.

3.3.5. Порядок проведения работы

1. Изучить инструкцию по технике безопасности при работе в лаборатории и, выполняя указанные в ней требования, приступить к измерениям с разрешения преподавателя. Время измерения во всех экспериментах должно составлять не менее 60 с.

2. Привести счетную установку в рабочее состояние. Убедиться в работоспособности счетного устройства в проверочном режиме. Измерить 3 раза фон счетной установки.

3. Поместить нейтронный источник в канал (шахту) замедлителя, предварительно убедившись в отсутствии в нем дисков и вынимающихся блоков.

4. В первом измерении детектор располагается в непосредственной близости к источнику. Измерение количества импульсов в каждой точке производится дважды. Торцевой детектор регистрирует непосред-

ственно тепловые нейтроны, поэтому в данном случае кадмиевый фильтр не используется, а $N(r) = N_1(r) - N_{фон}$.

5. Последующие измерения скорости счета производятся последовательно при перемещении детектора через 2 см. Полученные результаты заносятся в табл. 3.1.

6. Определить среднее значение скорости счета в каждой точке ($N(r)$), обусловленное потоком тепловых нейтронов, и абсолютную погрешность его измерения (σ_N).

7. Определить среднее значение плотности потока тепловых нейтронов ($\Phi(r)$) и его погрешность (σ_Φ) (см. разд. 3.2.3).

8. Построить график зависимости плотности потока тепловых нейтронов от расстояния до источника нейтронов: $\Phi = f(r)$.

9. Определить среднее значение функции ($\overline{r\Phi(r)}$) на радиусе r и его погрешность ($\sigma_{r\Phi}$).

10. Построить график функции $r\Phi = f(r)$.

11. По графику $r\Phi = f(r)$ определить расстояние (r_0), с которого начинается экспоненциальный спад (область выполнения диффузионного приближения).

12. Для расстояний r_0 и более определить значения функции $\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]}$ и его погрешность (σ_{\ln}). Все результаты расчета заносятся в табл. № 3.2.

13. Построить график функции $\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]} = f(r)$.

Результаты расчета оформить в виде табл. 3.2.

14. Методом наименьших квадратов аппроксимировать зависимость $\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]} = f(r)$ прямой линией (полиномом первой степени). По тангенсу угла наклона определяют значение материального параметра среды и, следовательно, длину диффузии тепловых нейтронов.

15. Для расстояний $0 \div r_0$ определить значения функции $r^2\Phi = f(r)$ и построить график, по которому оценить значение возраста замедляющихся нейтронов.

16. Оценить значение длины миграции нейтронов.

17. Записать закон распределения плотностей тока и потока тепловых нейтронов в диффузионном приближении и построить их графики.

18. Составить отчет о выполненной работе, который должен включать следующее:

- самостоятельно сформулированную цель работы;
- необходимые теоретические сведения;
- результаты измерений и расчеты необходимых величин;
- расчеты погрешностей прямых и косвенных измерений;
- вывод по работе.

3.3.6. Контрольные вопросы

1. Определить характер зависимости плотностей тока и потока нейтронов с расстоянием в случае, когда точечный источник тепловых нейтронов находится в вакууме.

2. Определить характер зависимости плотностей тока и потока нейтронов с расстоянием в случае, когда на сильно поглощающую среду ($\Sigma_a \gg \Sigma_s$) падает плоско параллельный поток тепловых нейтронов.

3. Записать выражение для плотностей тока и потока нейтронов с расстоянием в случае, когда в сильно поглощающей среде ($\Sigma_a \gg \Sigma_s$) находится точечный источник тепловых нейтронов.

4. Запишите (поясните) условия (область) применимости уравнения диффузии.

5. Определить характер зависимости плотностей тока и потока нейтронов, генерируемых в бесконечной однородной среде точечным изотропным источником с постоянной во времени скоростью генерации, расположенным в начале координат.

6. Как влияют конечные размеры блока замедлителя на значение плотности потока нейтронов в нем?

7. В чем состоит физический смысл возраста, длин диффузии и миграции нейтронов в среде?

8. Запишите соотношение, связывающее скорость счета и плотности потока нейтронов для различных детекторов нейтронов.

9. В чем состоит физический смысл плотностей тока и потока нейтронов, и как они связаны?

10. Чем обусловлено введение в расчет вероятности регистрации частиц?

3.3.7. Список литературы

1. Беденко С.В., Нестеров В.Н., Шаманин И.В. Основы радиометрии нейтронных полей в ядерном реакторе: учебное пособие. – Томск, 2007. – 79 с.

2. Практикум по ядерной физике. И.А. Антонова, А.Н. Бояркина, Н.Г. Гончарова и др. – 4-е изд. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988. – 199 с.

3. Сидоренко В.В., Кузнецов Ю.А., Оводенко А.А. Детекторы ионизирующих излучений на судах: справочник. – Л.: Судостроение, 1984. – 240 с.

4. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. еМ1.287.007 ТО. Счетно-пусковая установка СПУ-1-1М. 1984. – 49 с.

5. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. еМ21.801.022 ПС. Прибор счетный одноканальный ПСО2-4. 1980. – 53 с.

6. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. Универсальный частотомер АСН-1300. 2000 – 22 с.

3.4. Распределение плотностей тока и потока тепловых нейтронов в замедляющей среде с использованием активационных детекторов

3.4.1. Цель работы

Ознакомиться с методом измерения плотности тока и потока тепловых нейтронов с помощью активационных детекторов.

3.4.2. Основные теоретические сведения

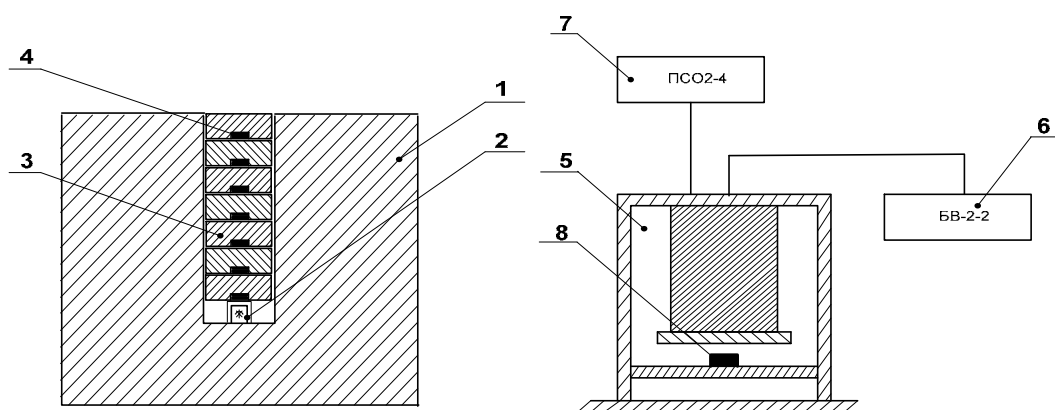
Основные теоретические сведения приведены в разд. 3.2.2.

3.4.3. Экспериментальная установка на базе активационных детекторов

Экспериментальная установка представляет собой полиэтиленовую призму $1200 \times 1200 \times 1200$ мм. ($Pu-Be$) источник нейтронов помещается в вертикальный экспериментальный канал. Над источником нейтронов на различных расстояниях располагаются комплекты калиброванных индиевых фольг в кадмиевом чехле и без него.

Регистрация параметров активности образцов осуществляется с помощью измерительного комплекса изображенного на рис. 3.15.

Для регистрации β -частиц применяют тонкостенные цилиндрические и торцевые β -счетчики. Тонкостенными цилиндрическими счетчиками регистрируются β -частицы с энергией не менее 500–700 кэВ, так как алюминиевые и стальные катоды этих счетчиков не могут быть изготовлены толщиной менее (30–50) мг/см². Торцевыми счетчиками регистрируются β -частицы с энергией от (100–200) кэВ со слюдяными окнами, имеющими толщину (1–5) мг/см². В данной установке используется счетчик β -частиц СБТ-13, конструкция и внешний вид которого изображен на рис. 3.16.



*Рис. 3.15. Схема экспериментальной установки:
 1 – полиэтиленовая призма; 2 – источник нейтронов;
 3 – дистанционирующие полиэтиленовые диски; 4 – активационный
 детектор; 5 – счётчик β -частиц СБТ-13; 6 – блок высоковольтного напряжения;
 7 – прибор счётный одноканальный ПСО2-4; 8 – активационный детектор*

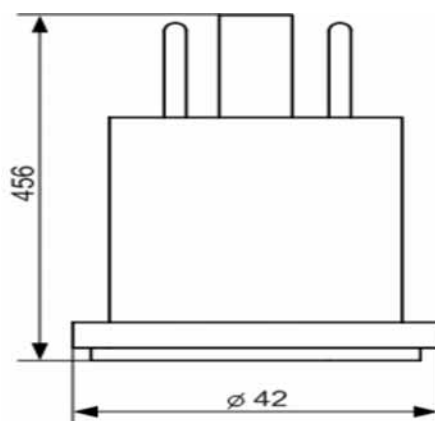


Рис. 3.16. Внешний вид торцевого счётчика β -частиц СБТ-13

Питание счетчика СБТ-13 осуществляется блоком высоковольтного напряжения БВ-2-2. Для правильной работы β -счетчика необходимо напряжение около 380 В.

Бета-счетчик ионизирующих частиц СБТ-13 преобразует возникающую в его объеме ионизацию от прохождения заряженной частицы в электрические сигналы. Сигнал с выхода счетчика подается на формирователь, преобразующий его в стандартный по амплитуде и длительности импульс. Далее преобразованный в необходимую форму импульс поступает на пересчетное устройство ПСО2-4, где происходит

его регистрация и индикация. Индикация набранной информации визуальная, однострочная в арабских цифрах, в десятичном коде.

3.4.4. Особенности обработки экспериментальных результатов, полученных с помощью активационных детекторов

В качестве активационного детектора используется индиевая пластинка. В табл. 3.3 дан изотопный состав природного индия и продуктов (n, γ)-реакции, возникающих при облучении природных изотопов тепловыми нейтронами.

Таблица 3.3

Ядерные характеристики индиевых активационных детекторов

| Изотопный состав природного индия | Содержание изотопа, % | Сечение активации, барн | Радиоактивный продукт | Период полураспада радиоактивного продукта |
|-----------------------------------|-----------------------|-------------------------|-------------------------|--|
| $^{113}_{49}\text{In}$ | 4,23 | 58±12 | $^{114m}_{49}\text{In}$ | 49 сут |
| | | | $^{114}_{49}\text{In}$ | 72 с |
| $^{115}_{49}\text{In}$ | 95,77 | 197±15 | $^{116m}_{49}\text{In}$ | 54 мин |
| | | | $^{116}_{49}\text{In}$ | 13 с |

Примечание: Сечения активации приведены для тепловых нейтронов.

В результате (n, γ)-реакции образуются бета-активные изотопы индия. В большинстве распадов радиоактивных ядер возникают ядра в возбужденном состоянии. При переходе ядра из возбужденного состояния в основное испускаются один или несколько гамма-квантов. Поэтому возможно определение активности индия как бета-счетчиками, так и гамма-счетчиками.

Необходимо отметить, что пробег электрона (позитрона) в металле очень мал, следовательно, часть испускаемых бета-частиц останутся в индиевом образце. Гамма-излучение является одним из самых опасных в основном по причине высокой проникающей способности. Поэтому применение гамма-счетчиков является более эффективным (вероятность регистрации частицы (ω) будет выше: $\omega_{\gamma} > \omega_{\beta}$).

Активность, накопленная в образце, будет пропорциональна плотности потока тепловых нейтронов в точке r (рис. 3.17).

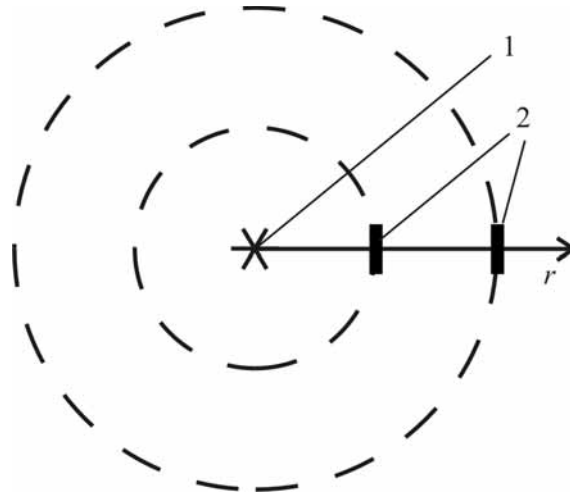


Рис. 3.17. Схема эксперимента с активационным детектором:
 1 – источник нейтронов; 2 – активационный детектор

В данном случае, среднее значение плотности потока нейтронов, активность образца и число импульсов, регистрируемых счетчиком, связаны соотношением

$$\Phi = \frac{A}{\Sigma_{n,\gamma} V} = \frac{N}{\Sigma_{n,\gamma} V t \omega},$$

где $\Sigma_{n,\gamma}$ – макроскопическое сечение радиационного захвата тепловых нейтронов; V – объем индиевого образца. Данное соотношение справедливо, если процесс накопления активности вышел на стационар, в противном случае необходимо учитывать время облучения образцов, а последнее соотношение будет иметь вид

$$\Phi = \frac{A}{\Sigma_{n,\gamma} V [1 - \exp(-\lambda t_{обл})]} = \frac{N}{\Sigma_{n,\gamma} V t \omega [1 - \exp(-\lambda t_{обл})]},$$

где $t_{обл}$ – время облучения образца; λ – постоянная распада материала образца.

Введение ω во всех экспериментах обусловлено следующими причинами. Во-первых, если активный образец располагается вне чувствительного объема счетчика, последний регистрирует лишь часть частиц, тем меньшую, чем меньше телесный угол, под которым счетчик виден из источника излучения. Во-вторых, из числа частиц, полетевших в направлении счетчика, часть может быть поглощена в самом источнике, в воздухе на пути к счетчику, либо в стенках счетчика. Наконец наличие мертвого времени (его называют также временем нечувствительности, разрешающим временем) у регистрирующей аппаратуры приводит к тому, что часть частиц, прошедших

через счетчик, не регистрируется. В различных экспериментах перечисленные факторы могут по-разному влиять на измеряемую величину.

3.4.5. Порядок проведения работы

1. Изучить инструкцию по технике безопасности при работе в лаборатории и, выполняя указанные в ней требования, приступить к измерениям с разрешения преподавателя. Время измерения во всех экспериментах должно составлять не менее 60 с.

2. Привести счетную установку в рабочее состояние. Убедиться в работоспособности счетного устройства в проверочном режиме. Измерить 3 раза фон счетной установки.

3. Извлечь индиевый образец из канала (шахты) замедлителя и определить его активность. Активность образца измеряется 3 раза. В случае, если образец находится в кадмиевом фильтре, то для определения его активности фильтр необходимо снять.

4. Индиевые образцы извлекаются по мере приближения к источнику нейтронов.

5. Измерение количества импульсов в каждой точке производится 3 раза. Полученные результаты заносятся в табл. 3.1.

6. Определить среднее значение скорости счета в каждой точке ($N(r)$), обусловленное потоком тепловых нейтронов, и абсолютную погрешность его измерения (σ_N).

7. Определить среднее значение плотности потока тепловых нейтронов ($\Phi(r)$) и его погрешность (σ_Φ).

8. Построить график зависимости плотности потока тепловых нейтронов от расстояния до источника нейтронов: $\Phi = f(r)$.

9. Определить среднее значение функции $(r\Phi(r))$ на радиусе r и его погрешность ($\sigma_{r\Phi}$).

10. Построить график функции $r\Phi = f(r)$.

11. По графику $r\Phi = f(r)$ определить расстояние (r_0), с которого начинается экспоненциальный спад (область выполнения диффузионного приближения).

12. Для расстояний r_0 и более определить значения функции $\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]}$ и его погрешность (σ_{\ln}). Все результаты расчета заносятся в табл. 3.2.

13. Построить график функции $\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]} = f(r)$.

Результаты расчета оформить в виде табл. 3.2.

14. Методом наименьших квадратов аппроксимировать зависимость $\ln \frac{[r\Phi(r)]}{[r_0\Phi(r_0)]} = f(r)$ прямой линией (полиномом первой степени). По тангенсу угла наклона определяют значение материального параметра среды и, следовательно, длину диффузии тепловых нейтронов.

15. Для расстояний $0 \div r_0$ определить значения функции $r^2\Phi = f(r)$ и построить график, по которому оценить значение возраста замедляющихся нейтронов.

16. Оценить значение длины миграции нейтронов.

17. Записать закон распределения плотностей тока и потока тепловых нейтронов в диффузионном приближении и построить их графики.

18. Составить отчет о выполненной работе, который должен включать следующее:

- самостоятельно сформулированную цель работы;
- необходимые теоретические сведения;
- результаты измерений и расчеты необходимых величин;
- расчеты погрешностей прямых и косвенных измерений;
- вывод по работе.

3.4.6. Контрольные вопросы

1. Определить характер зависимости плотностей тока и потока нейтронов с расстоянием в случае, когда точечный источник тепловых нейтронов находится в вакууме.

2. Определить характер зависимости плотностей тока и потока нейтронов с расстоянием в случае, когда на сильно поглощающую среду ($\Sigma_a \gg \Sigma_s$) падает плоско параллельный поток тепловых нейтронов.

3. Записать выражение для плотностей тока и потока нейтронов с расстоянием в случае, когда в сильно поглощающей среде ($\Sigma_a \gg \Sigma_s$) находится точечный источник тепловых нейтронов.

4. Запишите (поясните) условия (область) применимости уравнения диффузии.

5. Определить характер зависимости плотностей тока и потока нейтронов, генерируемых в бесконечной однородной среде точечным изотропным источником с постоянной во времени скоростью генерации, расположенным в начале координат.

6. Как влияют конечные размеры блока замедлителя на значение плотности потока нейтронов в нем?

7. В чем состоит физический смысл возраста, длин диффузии и миграции нейтронов в среде?
8. Запишите соотношение, связывающее скорость счета и плотности потока нейтронов для различных детекторов нейтронов.
9. В чем состоит физический смысл плотностей тока и потока нейтронов и как они связаны?
10. Чем обусловлено введение в расчет вероятности регистрации частиц?

3.4.7. Список литературы

1. Беденко С.В., Нестеров В.Н., Шаманин И.В. Основы радиометрии нейтронных полей в ядерном реакторе: учебное пособие. – Томск, 2007. – 79 с.
2. Практикум по ядерной физике. И.А. Антонова, А.Н. Бояркина, Н.Г. Гончарова и др. – 4-е изд. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988. – 199 с.
3. Сидоренко В.В., Кузнецов Ю.А., Оводенко А.А. Детекторы ионизирующих излучений на судах: справочник. – Л.: Судостроение, 1984. – 240 с.
4. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. еМ1.287.007 ТО. Счетно-пусковая установка СПУ-1-1М. 1984. – 49 с.
5. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. еМ21.801.022 ПС. Прибор счетный одноканальный ПСО2-4. 1980. – 53 с.
6. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. Универсальный частотомер АСН-1300. 2000. – 22 с.

3.5. Определение отношений плотностей потоков тепловых и надтепловых нейтронов в полиэтилене

3.5.1. Цель работы

Экспериментальное определение кадмиевого отношения в графите и вычисление отношений плотностей потоков тепловых и надтепловых нейтронов по величине измеренного кадмиевого отношения.

3.5.2. Основные теоретические сведения

В процессе экспериментального изучения нейтронных полей очень часто определяется такая характеристика, как кадмиевое отношение. Эта величина характеризует энергетическое распределение нейтронов в среде.

Под кадмиевым отношением R_{Cd} понимается отношение активности образца A , облученного в исследуемом нейтронном поле без кадмиевого фильтра, к активности A_{Cd} того же образца, закрытого кадмиевым фильтром и облученного в тех же условиях:

$$R_{Cd} = A / A_{Cd} . \quad (3.5.1)$$

Чтобы понять, почему это отношение является характеристикой энергетического распределения нейтронов, обратимся к изображенному на рис. 3.18 графику энергетической зависимости сечения поглощения нейтронов кадмием.

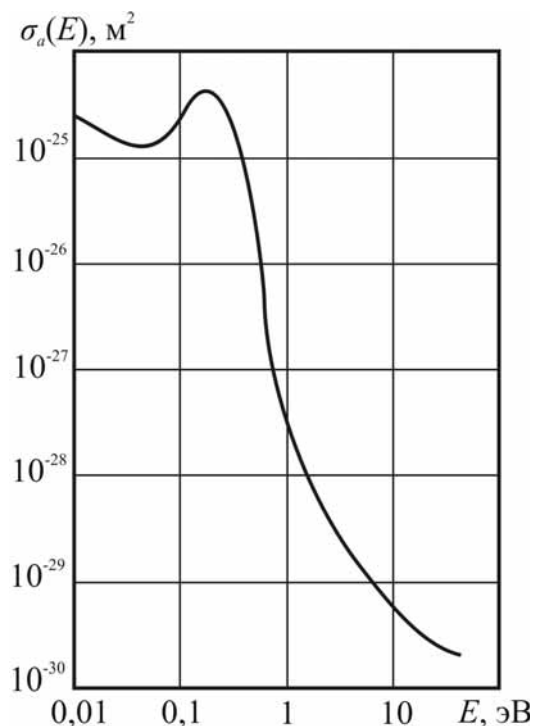


Рис.3.18. Микроскопическое сечение поглощения нейтронов кадмием, как функция энергии нейтронов

Сечение поглощения нейтронов ($\sigma_a(Cd) \approx 4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$) кадмием очень велико в области энергий ниже $\sim 0,6 \text{ эВ}$ и быстро уменьшается при увеличении энергии. Таким образом, кадмий является поглотителем нейтронов тепловых энергий.

Кадмиевый фильтр характеризуют значением эффективной границы поглощения нейтронов E_{Cd} – границы поглощения идеального фильтра, для которого $\Sigma_a(E \leq E_{Cd}) = \infty$ и $\Sigma_a(E > E_{Cd}) = 0$. Значение E_{Cd} определяется из условия равенства активностей фольги в идеальном и в реальном фильтрах

$$\int_0^{\infty} \Sigma_{act}^D(E) \Phi(E) \Pi(d, \Sigma_a^{Cd}(E)) dE = \int_0^{\infty} \Sigma_{act}^D(E) \Phi(E) dE, \quad (3.5.2)$$

где $\Phi(E)$ – плотность потока нейтронов; Σ_{act}^D – макроскопическое сечение активации фольги (детектора); Σ_a^{Cd} – макроскопическое сечение поглощения нейтронов кадмием; d – толщина кадмия; $\Pi(d, \Sigma_a^{Cd})$ – функция пропускания реального кадмиевого фильтра.

Из выражения (3.5.2) следует, что E_{Cd} зависит не только от толщины фильтра и вида энергетической зависимости сечения поглощения нейтронов кадмием, но и от $\Phi(E)$, а также – от вида энергетической зависимости сечения активации образца.

Кадмиевое отношение как характеристика нейтронного поля представляет интерес с двух точек зрения: для проверки методик расчета $\Phi(E)$ путем сопоставления кадмиевых отношений, полученных экспериментально, и расчетным путем, а также для получения информации о неизвестном распределении $\Phi(E)$ по экспериментально измеренным значениям R_{Cd} .

Рассмотрим слабопоглощающую среду (для которой $\Sigma_a \ll \xi\Sigma_s$), состоящую из тяжелых ядер ($A \gg 1$), и используем решение задачи об энергетическом распределении плотности потока нейтронов в этой среде, которое имеет вид

$$\Phi(E) = \frac{E}{(kT)^2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) + \frac{\Sigma_a(kT)}{\xi\Sigma_s} \cdot \Delta\left(\frac{E}{kT}\right) / E, \quad (3.5.3)$$

где Σ_a – макроскопическое сечение поглощения нейтронов средой; $\xi \cdot \Sigma_s$ – замедляющая способность среды; T – эффективная температура нейтронов в спектре Максвелла:

$$T = T_0 \left[1 + 1,46 \frac{\Sigma_a(kT_0)}{\xi\Sigma_s} \right]. \quad (3.5.4)$$

Здесь T_0 – температура среды; $\Delta\left(\frac{E}{kT}\right)$ – функция переходной области; $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана.

Таким образом, в энергетическом $\Phi(E)$ можно выделить следующие составляющие:

- тепловые нейтроны, энергетическое распределение которых описывается распределением Максвелла с эффективной температурой нейтронного газа $T > T_0$;
- замедляющиеся нейтроны, распределение которых подчиняется закону $1/E$ (спектр Ферми);
- нейтроны переходной области, энергетическое распределение которых описывается функцией $\Delta(E/kT)$ (рис. 3.19).

$\Delta(E/kT)$, отн.ед.

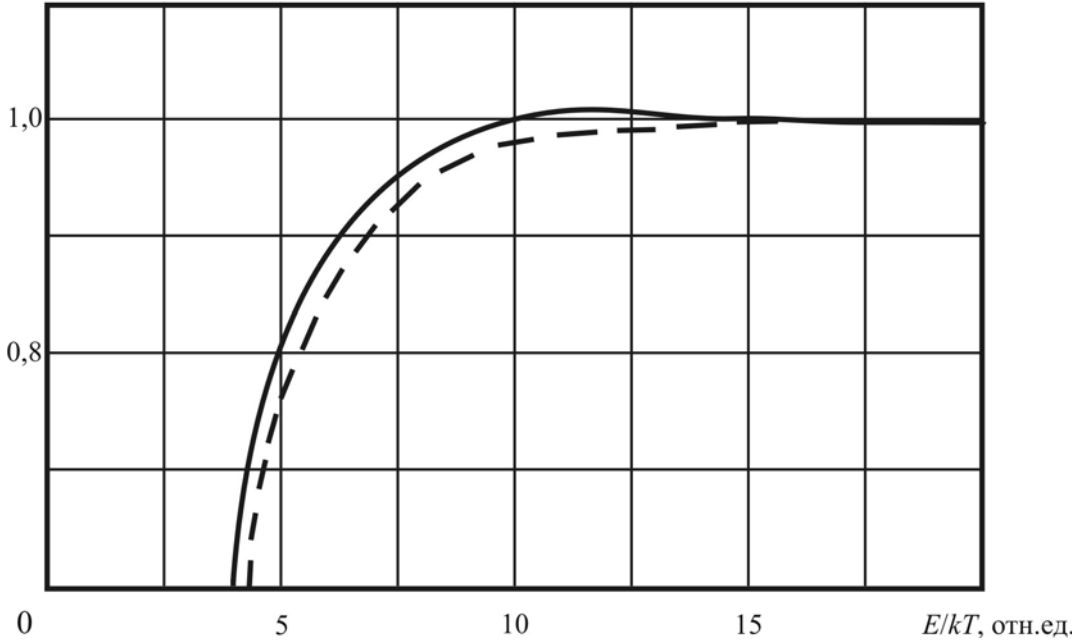


Рис. 3.19. Функция переходной области в тяжелых замедлителях при двух значениях отношения $\Sigma_d/\xi\Sigma_s$: сплошная – 0,05; пунктирная – 0,1

Вид функции переходной области определяется при подгонке рассчитанного для среды распределения $\Phi(E)$ к виду (3.5.3). При такой интерпретации спектра нейтронов оказывается, что функция переходной области слабо зависит от вида замедлителя и его свойств.

Основываясь на представлении $\Phi(E)$ в виде (3.5.3), рассмотрим задачу определения отношения плотностей потоков тепловых и надтепловых нейтронов по измеренному значению кадмиевого отношения R_{Cd} .

Для выбранного детектора напишем кадмиевое отношение в виде

$$R_{Cd} = \frac{A_T + A_H}{A_{Cd}}, \quad (3.5.5)$$

где A_T , A_H , A_{Cd} – активность образца, вызванная соответственно тепловыми, надтепловыми и прошедшими через кадмиевый фильтр нейтронами.

Активность образца в кадмиевом фильтре определяется прежде всего зависимостью от энергии сечения поглощения нейтронов кадмием. Реальный кадмиевый фильтр имеет размытую границу поглощения нейтронов в надтепловой области энергий и, следовательно, активность A_{Cd} будет отличаться от активности наведенной надтепловыми нейтронами. Чтобы учесть это различие вводится коэффициент кадмиевой поправки F_{Cd} :

$$F_{Cd} = \frac{A_H}{A_{Cd}}. \quad (3.5.6)$$

Используя коэффициент кадмиевой поправки, выражение для кадмиевого отношения (3.5.1) можно представить в виде:

$$R_{Cd} = F_{Cd} + \frac{A_r}{A_{Cd}}. \quad (3.5.7)$$

Коэффициент кадмиевой поправки находится обычно расчетным путем на основе приближенных моделей энергетического распределения нейтронов. Такой подход оправдан тем фактом, что отношение двух интегральных характеристик энергетического распределения нейтронов слабо зависит от ошибок в описании самих распределений. Аналитическое выражение для кадмиевой поправки F_{Cd} обычно получается с помощью распределения (3.5.3) в виде зависимости от эффективной границы кадмиевого фильтра E_{Cd} и эффективного значения граничной энергии E_{ep} спектра надтепловых нейтронов.

Чтобы определить E_{Cd} в соответствии с (3.5.2), приравняем активность тонкого детектора ($\Sigma_{мон} \cdot d \ll 1$), экранированного реальным кадмиевым фильтром и облученного в реальном спектре (3.5.3), и активность того же детектора, экранированного идеальным кадмиевым фильтром и облученного в спектре замедляющихся нейтронов (спектр Ферми)

$$\int_0^{\infty} \Sigma_{act}^D(E) \cdot E_2(d, \Sigma_a^{Cd}(E)) \frac{\Delta(E/kT)}{E} dE = \int_0^{\infty} \Sigma_{act}^D(E) \frac{dE}{E}, \quad (3.5.8)$$

где $E_2(d, \Sigma_a^{Cd}(E))$ – аналитическое выражение функции пропускания реального кадмиевого фильтра через табулированные функции $E_2(x)$, где $x = d, \Sigma_a^{Cd}(E)$.

Аналогичным образом для определения E_{ep} приравниваются активности тонких детекторов в реальном спектре надтепловых нейтронов и в спектре Ферми с эффективной нижней границей E_{ep}

$$\int_0^{\infty} \Sigma_{act}^D(E) \frac{\Delta(E/kT)}{E} dE = \int_{E_{ep}}^{\infty} \Sigma_{act}^D(E) \frac{dE}{E}. \quad (3.5.9)$$

Структура соотношений (3.5.8) и (3.5.9) дает основание для заключения о том, что E_{Cd} зависит от вида функции переходной области, толщины кадмиевого фильтра, а также вида энергетической зависимости сечения активации детектора.

Если активируется образец, сечение активации которого подчиняется закону $1/v$, то правые части (3.5.8) и (3.5.9) могут быть проинтегрированы и разрешены относительно искомых параметров

$$E_{Cd} = 4 \left[\int_0^{\infty} E_2(d, \Sigma_a^{Cd}(E)) \frac{\Delta(E/kT)}{E} dE \right]^{-1}, \quad (3.5.10)$$

$$E_{ep} = 4 \left[\int_0^{\infty} \frac{\Delta(E/kT)}{E^{3/2}} dE \right]^{-1}. \quad (3.5.11)$$

Поскольку теперь E_{ep} и E_{Cd} определены и указаны способы их вычисления, то можно определить аналитическое выражение для F_{Cd} .

Это выражение будет справедливо для образцов, сечение активации которых имеет зависимость $1/v$ в тепловой области энергий и резонансный характер в надтепловой. При этом предполагается, что первый резонанс лежит достаточно высоко, нейтроны этой энергии практически не поглощаются кадмием. Данное предположение хорошо применяется для определения F_{Cd} при использовании образцов из золота или диспрозия, у которого энергетическая зависимость σ_{act} в тепловой области слабо отличается от закона $1/v$, даже если E_{Cd} и E_{ep} вычислены по приближенным формулам (3.5.10) и (3.5.11). Если образец – индиевый, то первый резонанс при энергии 1,46 эВ оказывает влияние на E_{Cd} и E_{ep} , поэтому при их определении необходимо пользоваться формулами (3.5.8) и (3.5.9).

На рис. 3.20 показаны коэффициенты кадмиевой поправки для индия.

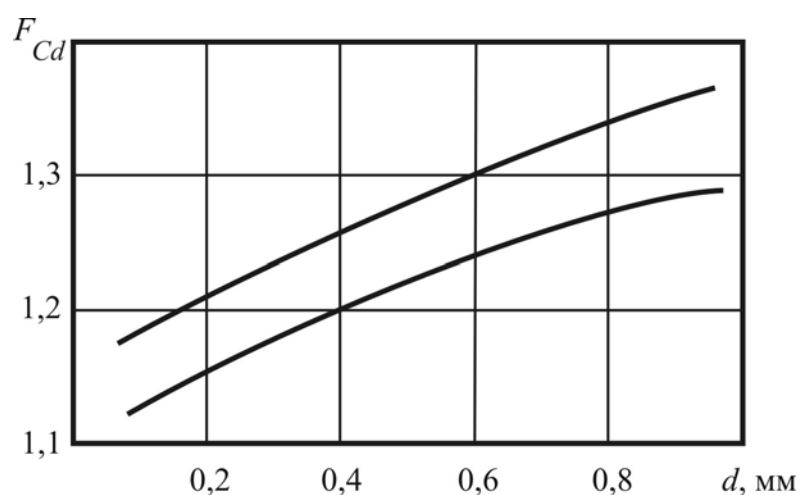


Рис. 3.20. Коэффициент кадмиевой поправки для индиевых фольг в зависимости от их толщины при толщине кадмиевого фильтра до 1 мм

Для тонкого образца, сечение активации которого подчиняется закону $1/v$, выражение для коэффициента кадмиевой поправки сводится к следующему виду:

$$F_{Cd} = \sqrt{E_{Cd}/E_{zp}}. \quad (3.5.12)$$

Раскрыв активности A_T и A_{Cd} через входящие в них сечения взаимодействия и соответствующие плотности потоков нейтронов, получим новое выражение для (3.5.6)

$$\frac{\frac{\sqrt{\pi}}{4} g(T) \sqrt{\frac{293,6}{T}} \sigma_{act}^D(E_T)}{\int_0^{\infty} \sigma_{act}^D(E) \frac{dE}{E}} \cdot \frac{\Phi_T}{\Phi_H} = R_{Cd} - F_{Cd}, \quad (3.5.13)$$

где Φ_T и Φ_H – соответственно, плотности потоков тепловых и надтепловых нейтронов; $g(T)$ – коэффициент, учитывающий отклонение энергетической зависимости сечений от закона $1/v$; $\sigma_{act}^D(E_T)$ – сечение активации фольги тепловыми нейтронами.

Если активируется образец, сечение активации которого подчиняется закону $1/v$, то (3.5.13) примет вид

$$\frac{\Phi_T}{\Phi_H} \frac{\sqrt{\pi}}{4} \sqrt{\frac{E_{Cd}}{kT}} = R_{Cd} - F_{Cd}. \quad (3.5.14)$$

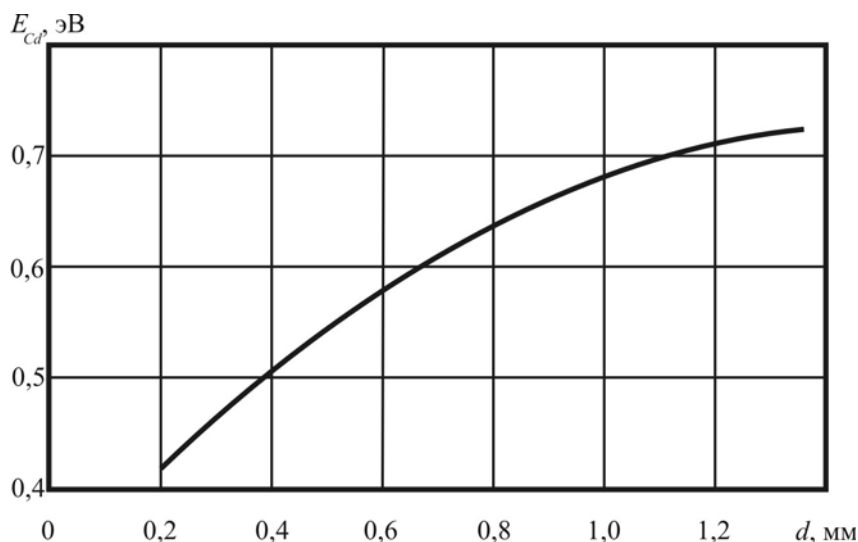


Рис. 3.21. Граничная энергия кадмиевого фильтра для тонкого поглотителя в изотропном нейтронном поле в зависимости от толщины кадмия

Соотношение (3.5.14), совместно с (3.5.10), (3.5.11) и (3.5.12), указывает путь определения отношения плотностей потоков тепловых и надтепловых нейтронов с помощью тонкого $1/\nu$ детектора и кадмиевого фильтра. Зависимость $E_{Cd}=f(d)$ для такого фильтра изображена на рис. 3.21.

3.5.3. Описание экспериментальной установки

Экспериментальная установка представляет собой полиэтиленовую призму $1000 \times 1000 \times 1000$ мм. Pu–Be источник нейтронов помещается на вертикальной оси в центре призмы в экспериментальном канале. Над источником нейтронов располагаются полиэтиленовые вставки, между которыми на расстояниях 2, 5, 10, 15, 20 см располагаются комплекты калиброванных индиевых фольг в кадмиевом чехле и без него.

Определение активности фольг производится β -счетчиком с источником питания и пересчетным устройством.

3.5.4. Порядок выполнения измерений

Изучить инструкцию по технике безопасности при работе в лаборатории и выполняя указанные в ней требования, приступить к измерениям с разрешения преподавателя.

1. Исходя из свойств активируемой фольги и времени, отведенного на выполнение работы, выбрать время облучения, время выдержки между облучением и счетом и время счета продуктов распада облученных фольг. Результаты выбора согласовать с преподавателем.

2. Измерить $3 \div 4$ раза фон счетной установки.

3. По истечении времени облучения извлечь из призмы наиболее удаленную от источника фольгу без кадмиевого фильтра и поместить ее в счетную установку. Спустя время выдержки включить установку и произвести отсчет. Полученное число пропорционально общей плотности потока нейтронов.

4. Повторить п.3 с фольгой, облученной в кадмиевом фильтре. Счет проводить без фольги, при аналогичных временных интервалах. В этом случае активность пропорциональна плотности потока нейтронов, прошедших кадмиевый фильтр.

5. Повторить п.п. 3 и 4 с фольгами, расположенными на других расстояниях от источника нейтронов.

Примечание: величины временных интервалов должны быть одинаковыми для всех фольг. В противном случае нужно повторить эксперимент или ввести поправки, приводящие результаты измерений к принятым в эксперименте временам облучения, высвечивания и счета. Результаты свести в таблицу.

6. По окончании измерений с фольгами повторить измерения фона счетной установки. Результаты измерений занести в табл. 3.4.

3.5.5. Обработка результатов измерений

1. Рассчитать средний фон счетной установки и погрешность его измерений: $N_{\phi} \pm \sigma_{N_{\phi}}$.

2. Определить по графикам E_{Cd} и F_{Cd} и оценить их погрешность.

3. Рассчитать для каждого расстояния A_T и A_H .

4. Рассчитать эффективную температуру нейтронов в спектре Максвелла.

5. Рассчитать по формуле (3.5.14) кадмиевое отношение на разных расстояниях от источника нейтронов и оценить погрешность в каждой точке. Построить график $R_{Cd}=f(r)$.

6. Составить отчет о выполненной работе.

Таблица 3.4

Пример таблицы результатов измерений

| r , см | A_T+A_H , с ⁻¹ | A_{Cd} , с ⁻¹ | A_T , с ⁻¹ | A_H , с ⁻¹ | R_{Cd} |
|----------|-----------------------------|----------------------------|-------------------------|-------------------------|----------|
| 2 | | | | | |
| 5 | | | | | |
| 10 | | | | | |
| 15 | | | | | |
| 20 | | | | | |

Примечание. Полиэтилен - $(CH_2)_n$: $\rho=0,92 \cdot 10^3$ кг/м³; $\xi \cdot \Sigma_s=161$ м⁻¹; $\xi \cdot \Sigma_s/\Sigma_a=61$.

3.5.6. Элементы научных исследований

1. Оценить, можно ли рассматривать используемый при проведении эксперимента счетчик как "тонкий" детектор.

2. Изучить предложенный Весткоттом метод обработки результатов измерения спектра скоростей нейтронов с помощью тонких фольг.

3. Оценить неидеальность кадмиевого фильтра в условиях данной работы.

4. Обосновать информативность кадмиевого отношения.

3.5.7. Контрольные вопросы

1. Какие нейтроны называются тепловыми, надтепловыми, резонансными и быстрыми?

2. Физический смысл кадмиевого отношения.

3. Что такое эффективная температура нейтронов в спектре Максвелла?

4. Что такое E_{Cd} , E_{sp} , F_{Cd} ?

5. Какова связь между скоростью счета, плотностью потока нейтронов и активностью фольги?

3.5.8. Список литературы

1. Лабораторный практикум "Изучение замедления и диффузии нейтронов" / под ред. проф. В.В. Хромова. – М.: МИФИ, 1982.
2. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968.
3. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов / под ред. Г.А. Батя. – М.: Энергоиздат, 1982.

3.6. Определение длины диффузии нейтронов в графите

3.6.1. Цель работы

Измерение пространственного распределения относительной плотности потока тепловых нейтронов в графите и расчет длины диффузии тепловых нейтронов в графите по результатам этих измерений.

3.6.2. Основные теоретические сведения

Сильно замедлившиеся нейтроны попадают в энергетический диапазон, в пределах которого их энергия становится сравнимой с энергией теплового движения ядер среды, кристаллических и межмолекулярных связей атомов и молекул в среде. Нейтроны этого диапазона энергий обычно называют тепловыми.

Анализ взаимодействия тепловых нейтронов и ядер можно существенно упростить, основываясь на физических особенностях процесса форсирования пространственно-энергетического распределения тепловых нейтронов для случая достаточно протяженных однородных сред, слабо поглощающих нейтроны. В этом случае можно обосновать справедливость следующих предположений.

1. Вдали от источника и границ существует область, в которой устанавливается единый для всех пространственных точек \vec{r} максвелловский спектр тепловых нейтронов $F(E)$, то есть плотность нейтронов в этой области описывается функцией

$$n(\vec{r}, E) = n(r) \cdot F(E),$$

где

$$\int_0^{\infty} F(E) dE = 1, \quad F(E) = \frac{1}{n_0} \cdot \frac{dn}{dE} = \frac{2\pi}{(n \cdot kT)^{2/3}} E^{1/2} \exp\left(\frac{-E}{kT}\right),$$

k – постоянная Больцмана; T – температура среды.

2. Пространственное распределение плотности потока ансамбля тепловых нейтронов $\Phi(r) = \bar{v} \cdot n(r)$ определяется уравнением диффузии

$$\bar{D}\Delta\Phi(\vec{r}) - \bar{\Sigma}_a\Phi(\vec{r}) = 0, \quad (3.6.1)$$

где \bar{v} , \bar{D} и $\bar{\Sigma}_a$ – усредненные по спектру $F(E)$ скорость тепловых потоков, коэффициент диффузии и макроскопическое сечение поглощения нейтронов определяются выражениями

$$\bar{v} = \int_{(E)} v(E)F(E)dE,$$

$$\bar{A} = \frac{1}{v} \int v(E)A(E)F(E)dE, \quad A(E) = \{D(E), \Sigma_a(E)\}.$$

Уравнение (1) обычно представляется в форме

$$\Delta\Phi(\vec{r}) - \frac{1}{L^2}\Phi(\vec{r}) = 0, \quad (3.6.2)$$

где параметр $L^2 = \bar{D}/\bar{\Sigma}_a$ называется квадратом длины диффузии тепловых нейтронов.

Чтобы воспользоваться уравнением (3.6.2) для описания процесса переноса тепловых нейтронов, необходимо определить длину диффузии L . Расчет L^2 через \bar{D} и $\bar{\Sigma}_a$ обычно сопряжен с необходимостью введения дополнительных допущений о характере взаимодействия тепловых нейтронов со средой для оценки их энергетического распределения. Поэтому предпочтительным оказывается экспериментальный метод определения длины диффузии на основе анализа распределения тепловых нейтронов.

В классических экспериментах по определению длины диффузии изучаемой среде придают простую геометрическую форму прямоугольной призмы для твердых веществ или цилиндра для жидкостей.

Для определения длины диффузии тепловых нейтронов в графите используют прямоугольную призму, вытянутую вдоль вертикальной оси z . Под призмой на расстоянии $(L-3)\sqrt{\tau}$ (τ – возраст нейтронов) ниже нижней грани помещают источник быстрых нейтронов так, как эта грань может рассматриваться в качестве плоского источника тепловых нейтронов.

Аналитическое решение уравнения (3.6.1), описывающее распределение плотности потока тепловых нейтронов в призме, имеет следующий вид

$$\Phi(x, y, z) = \sum_{m,n} A_{m,n} \sin\left(\frac{\pi \cdot m}{a} x\right) \sin\left(\frac{\pi \cdot n}{b} y\right) \text{sh}[\gamma_{m,n}(c - z)], \quad (3.6.3)$$

где a , b и c – экстраполированные размеры призмы: $a = a_0 + 2 \cdot 0,71\lambda_{tr}$; $b = b_0 + 2 \cdot 0,71\lambda_{tr}$; $c = c_0 + 2 \cdot 0,71\lambda_{tr}$ (a_0 , b_0 и c_0 – размеры призмы); λ_{tr} – транспортная длина свободного пробега нейтрона, $\gamma_{m,n}$ – коэффициент релаксации пространственных гармоник потока тепловых нейтронов, связанный с длиной диффузии соотношением

$$\frac{1}{L^2} = \gamma_{m,n}^2 - \left(\frac{\pi \cdot m}{a}\right)^2 - \left(\frac{\pi \cdot n}{b}\right)^2, \quad (3.6.4)$$

$A_{m,n}$ – константа, определяемая граничными условиями и мощностью источника нейтронов (m , n – номера пространственных гармоник плотности потока тепловых нейтронов – далее нечетные числа).

Из выражения (3.6.4) следует, что $\gamma_{11} < \gamma_{m,n}$ при $m, n > 1$, то есть существует такая область $z \geq z_1$, где первая гармоника будет вносить преобладающий вклад. В этой области

$$\Phi(x, y, z) \approx A_{11} \sin\left(\frac{\pi \cdot x}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi \cdot y}{b}\right) \text{sh}[\gamma_{11}(c - z)]. \quad (3.6.5)$$

Рассмотрим подробнее зависимость (3.6.5) от координаты z . Раскроем гиперболический синус и вынесем общий множитель:

$$\Phi(z) = B \exp(-\gamma_{11}z) \{1 - \exp[2(-\gamma_{11}(c - z))]\}, \quad (3.6.6)$$

где

$$B = A_{11} \sin\left(\frac{\pi \cdot x}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi \cdot y}{b}\right) \exp(\gamma_{11}c). \quad (3.6.7)$$

В выражении (3.6.6) член $1 - \exp[2(-\gamma_{11}(c - z))]$ учитывает утечку нейтронов через верхний торец призмы, искажающую экспоненциальный характер зависимости $\Phi(z)$ вблизи торца. На расстоянии, большем $2,5/\gamma_{11}$, от экстраполированной границы этот член отличается от 1 не более чем на 1% и его можно не учитывать.

Принимая во внимание перечисленные условия и ограничения в области $z_1 \leq z \leq c - 2,5/\gamma_{11}$, выражение для плотности потока тепловых нейтронов можно записать в виде

$$\Phi(z) = B \exp(-\gamma_{11}z). \quad (3.6.8)$$

Это выражение может быть использовано для определения длины диффузии тепловых нейтронов по измеренному распределению плотности потока тепловых нейтронов вдоль оси z призмы.

Коэффициент релаксации γ_{11} определяется по той части распределения, которая соответствует экспоненциальному закону.

Проведенный анализ позволяет установить характерные размеры призмы для определения длины диффузии. Очевидно, что ее размеры должны быть такими, чтобы обеспечить применимость диффузионного приближения, использованного для описания распределения плотности потока тепловых нейтронов в ней, и получить достаточную протяженность экспоненциальной области. Эти требования выполняются, если высота призмы в $(4 \div 5)$ раз больше L , а поперечные размеры $a_0, b_0 > (3 \div 4)L$. Такая система с Pu–Be источником нейтронов мощностью $5 \cdot 10^6$ н/с позволяет определять длину диффузии тепловых нейтронов с точностью $(3 \div 5) \%$.

3.6.3. Описание экспериментальной установки

Измерения проводятся в прямоугольной графитовой призме размером $1200 \times 1200 \times 1800$ мм³ (см. рис. 3.22). В призму помещается Pu–Be источник нейтронов с выходом $5 \cdot 10^6$ н/с.

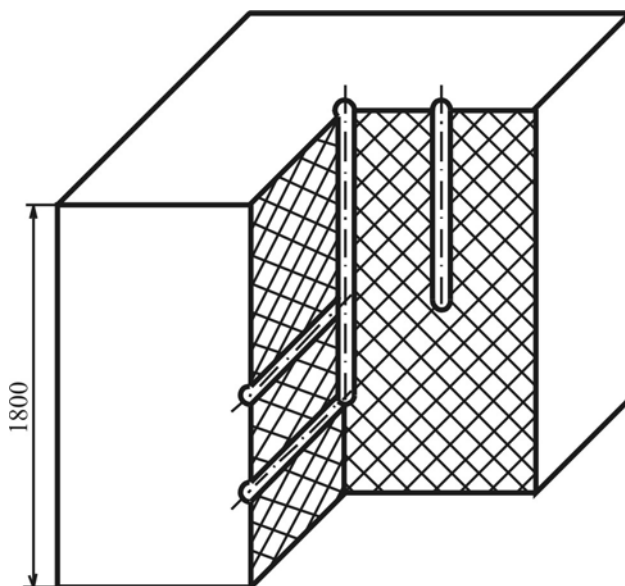


Рис. 3.22. Общий вид графитовой призмы с измерительными каналами

В призме имеется вертикальный канал, в котором установлен перемещаемый счетчик нейтронов для измерения пространственных распределений относительной плотности потока нейтронов вдоль оси z . Предусмотрены такие каналы для измерений относительной плотности потока нейтронов вдоль оси y .

Измерения в каждой точке производятся дважды: один раз счетчиком, закрытым кадмиевым фильтром, другой раз счетчиком без фильтра. Разность скоростей регистрации нейтронов в этих двух случаях пропорциональна плотности потока тепловых нейтронов.

3.6.4. Порядок выполнения измерений

Изучить инструкции по технике безопасности при работе в лаборатории и, выполняя содержащиеся в них требования, приступить к измерениям с разрешения преподавателя.

1. Измерить 3–4 раза фон счетной установки.
2. Измерить пространственное распределение относительной плотности потока нейтронов вдоль оси $N(z)$.
3. Измерить тем же счетчиком, закрытым кадмиевым фильтром, распределение относительной плотности потока надкадмиевых нейтронов вдоль оси z в тех же точках, что и в п.1 $N_{Cd}(z)$.
4. Убрать источник нейтронов из призмы и провести измерения по п.п. 1 и 2 в тех же точках.
5. Повторить измерение фона счетной установки.
6. Результаты ввести в табл. 3.5.

Таблица 3.5

Пример таблицы результатов измерений

| $z, \text{ см}$ | $N(z), \text{ с}^{-1}$ | $N_{Cd}(z), \text{ с}^{-1}$ | $N_T(z), \text{ см}^{-1}$ | $\ln N_T(z)$ |
|-----------------|------------------------|-----------------------------|---------------------------|--------------|
| 0 | | | | |
| 2 | | | | |

3.6.5. Обработка результатов измерений

1. Определить $N_m(z)$ – относительную величину плотности потока тепловых нейтронов в каждой точке на оси z как разность скоростей регистрации нейтронов счетчиком, закрытым кадмиевым фильтром, и счетчиком без фильтра.

2. Рассчитать погрешность определения величины относительной плотности потока тепловых нейтронов в каждой точке, где производились измерения.

3. Построить в полулогарифмическом масштабе зависимость относительной плотности потока тепловых нейтронов от расстояния до источника, то есть зависимость $\ln N_T(z) = f(z)$. Определить по графику область экспоненциального спада.

4. Для области экспоненциального спада оценить величину коэффициента релаксации первой пространственной гармоники потока тепловых нейтронов – γ_{11} . Для этого подставить значения $\ln N_T(z)$ и z для

двух точек A и B в уравнение 3.6.8, которое для удобства можно преобразовать к виду

$$\ln N_T(z) - \ln B = -\gamma_{11}z. \quad (3.6.9)$$

После подстановки значений для двух точек уравнение 3.6.9 преобразуется к виду

$$\gamma_{11} = \frac{\ln N_A - \ln N_B}{z_B - z_A}. \quad (3.6.10)$$

Примечание: $N(z)$ пропорционален $\Phi(z)$.

5. Рассчитать длину диффузии тепловых нейтронов в графите по формуле (3.6.4) и погрешность ее определения. Экстраполированные размеры призмы в направлении осей x и y считать равными.

6. Составить отчет по работе.

3.6.6. Элементы научных исследований

1. Используя ЭВМ рассчитать методом наименьших квадратов и погрешность ее определения.

2. Экспериментальным или расчетным путем оценить погрешность вследствие конечности размеров призмы.

3. Проанализировать влияние измерительного канала и материалов детектора нейтронов на параметры диффузионного поля нейтронов.

4. Сравнить полученные результаты с известными значениями длины диффузии нейтронов в графите. Совпадение или расхождение обосновать.

5. Что изменится, если призма будет иметь форму цилиндра?

6. Провести анализ, составить программу и измерить длину диффузии в легкой воде.

3.6.7. Контрольные вопросы

1. Общая характеристика спектрального распределения тепловых нейтронов.

2. Каков физический смысл слагаемых в уравнении диффузии?

3. Физический смысл возраста, длины диффузии и качественное соотношение между ними для различных замедляющих сред?

4. Что такое экстраполированные размеры?

5. Физический смысл коэффициента релаксации пространственных гармоник потока тепловых нейтронов?

3.6.8. Список литературы

1. Лабораторный практикум «Изучение замедления и диффузии нейтронов» / под ред. проф. В.В. Хромова. – М.: МИФИ, 1982.

2. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов / Под ред. проф. Г.А. Батя. М.: Энергоатомиздат, 1982.
3. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968.

3.7. Экспериментальное определение возраста нейтронов Pu–Be источника в замедляющих средах

3.7.1. Цель работы

Измерение пространственного распределения относительной плотности потока резонансных нейтронов индием ($E_{рез} = 1,46$ эВ) в графите и в легкой воде. Определение возраста нейтронов Pu–Be источника в этих замедлителях. Изучение основных положений теории замедления нейтронов.

3.7.2. Основные теоретические сведения

Формирование пространственно-энергетического распределения нейтронов в ядерном реакторе на тепловых и промежуточных нейтронах определяется процессом замедления при столкновениях с ядрами среды.

Влияние свойств среды на процесс замедления нейтронов удобно характеризовать величиной $\bar{r}^2(E_0, E)$ – средним квадратом смещения нейтронов по прямой в бесконечной однородной среде при замедлении от начальной энергии E_0 до энергии E . По определению среднего, общее выражение для $\bar{r}^2(E_0, E)$ имеет следующий вид

$$\bar{r}^2(E_0, E) = \frac{\int_V r^2 \cdot q(r, E) dV}{\int_V q(r, E) dV}, \quad (3.7.1)$$

где $q(r, E)$ – плотность замедления нейтронов с энергией E на расстоянии r от источника, испускающего нейтроны с энергией E_0 ; эта функция описывает число нейтронов, замедляющихся в единицу времени в единичном объеме до энергии меньшей E , т.е. на расстоянии $r^2(E)$ от источника, нейтрон "пересекает" энергию E (замедляется за энергию E).

Для упрощения анализа распределений нейтронов в ядерном реакторе величиной $\bar{r}^2(E_0, E)$ описывает замедление всего ансамбля нейтронов, излучаемых источником или появляющихся в результате деления ядер топлива, т.е. независимо от способа генерации. В этом случае под E_0 следует понимать условное обозначение спектра, а

функция $q(r, E)$ будет описывать плотность замедления по всему ансамблю нейтронов.

Полученная экспериментально или с использованием приближенных моделей расчетным путем функция, пропорциональная $q(r, E)$, позволяет найти по формуле (3.7.1) величину $\bar{r}^2(E_0, E)$ и непосредственно использовать ее в простейших полуфеноменологических моделях для оценки характеристик реактора. Одной из наиболее распространенных моделей нейтронного поля является модель непрерывного замедления нейтронов, справедливая для сред, состоящих из тяжелых ядер с массовым числом $A \gg 1$, слабо поглощающих нейтроны. В соответствии с этой моделью

$$q(r, E) = \frac{Y(E_0)}{[4\pi \cdot \tau(E_0, E)]^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4\tau(E_0, E)}\right), \quad (3.7.2)$$

где $Y(E_0)$ – выход нейтронов, т.е. число нейтронов, испускаемых источником за единицу времени; $\tau(E_0, E)$ – параметр, называемый возрастом нейтронов, замедлившихся от E_0 до E и связанный в рамках модели непрерывного замедления со свойствами среды соотношением

$$\tau(E_0, E) = \int_E^{E_0} \frac{1}{3\Sigma_{tr}(E') \cdot \xi\Sigma_S(E')} \cdot \frac{dE'}{E'}, \quad (3.7.3)$$

где Σ_{tr} – транспортное макроскопическое сечение; $\xi\Sigma_S$ – замедляющая способность среды.

Используя уравнения 3.7.1 и 3.7.2, можно установить связь между $\bar{r}^2(E_0, E)$ и $\tau(E_0, E)$:

$$\bar{r}^2(E_0, E) = 6 \cdot \tau(E_0, E). \quad (3.7.4)$$

Уравнение 3.7.4 оказывается справедливым и в случае, когда модель непрерывного замедления неприменима. В этих случаях $\bar{r}^2(E_0, E)$ рассчитывается с помощью более точных моделей или находится экспериментально.

Экспериментальное определение возраста нейтронов основывается на изучении пространственного определения плотности замедления $q(r, E)$ в бесконечной однородной среде с изотропным точечным источником нейтронов, который в общем случае не является моноэнергетическим. Бесконечной считается среда, в которой подавляющее число испущенных нейтронов замедляется до энергии E , а не испытывает утечку за границы среды.

Пространственное распределение плотности замедления $q(r, E)$ обычно изучается методом активации. В качестве детектора нейтронов с

энергией E используют тонкую фольгу из индия, радия, серебра – веществ, сечения активации которых имеют сильный резонанс при энергии, близкой к тепловой. Активность такой фольги, облученной в кадмиевом фильтре на расстоянии r от источника нейтронов, пропорциональна скорости реакции активации $R_{act}(\vec{r})$:

$$A(\vec{r}) = a \cdot R(\vec{r}) = a \int_E^{E_0} \Phi(\vec{r}, E) \Sigma_{act}(E) dE, \quad (3.7.5)$$

где $\Phi(\vec{r}, E)$ – плотность потока нейтронов с энергией E на расстоянии r от источника; Σ_{act} – макроскопическое сечение активации материала фольги; a – константа, зависящая от выхода ионизирующего излучения, времени облучения, высвечивания и обсчета фольги, ее формы и объема.

Если замедляющая среда слабо поглощает нейтроны $\Sigma_a \ll \xi \Sigma_s$, где Σ_a и Σ_s – макроскопические сечения поглощения и рассеяния, соответственно, и фольга слабо возмущает спектр падающих на нее нейтронов, тогда

$$\Phi(\vec{r}, E) = \frac{q(\vec{r}, E)}{\xi \Sigma_s \cdot E}. \quad (3.7.6)$$

Для детектора с сильным резонансом в сечении активации при условии, что сечение рассеяния среды слабо меняется при энергиях вблизи резонанса, а активация при энергии исключена кадмиевым фильтром, выражение (3.7.5) с учетом (3.7.6) можно представить в виде

$$A(\vec{r}) = A(\vec{r}, E_{рез}) \approx B \cdot q(r, E_{рез}), \quad (3.7.7)$$

где $A(\vec{r}, E_{рез})$ – активность облученной в точке r фольги, вызванное нейтронами с энергией $E_{рез}$; B – константа.

Облучая фольги на разных расстояниях от источника нейтронов и определяя их активность, которая пропорциональна плотности замедления, можно рассчитать средний квадрат смещения нейтронов в процессе замедления

$$\bar{r}^2(E_0, E_{рез}) = \frac{\int_V r^2 \cdot q(r, E_{рез}) dV}{\int_V q(r, E_{рез}) dV} = \frac{\int_V r^2 \cdot A(r, E_{рез}) dV}{\int_V A(r, E_{рез}) dV}. \quad (3.7.8)$$

Воспользовавшись сферической симметрией распределение плотности замедления $q(r, E)$ нейтронов точечного изотропного источника в бесконечной изотропной среде, произведем замену $dV = 4\pi \cdot r^2 dr$ и получим выражение для $\bar{r}^2(E, E_{рез})$:

$$\bar{r}^2(E_0, E_{pez}) = \frac{\int_0^{\infty} r^4 \cdot A(r, E_{pez}) dr}{\int_0^{\infty} r^2 \cdot A(r, E_{pez}) dr}, \quad (3.7.9)$$

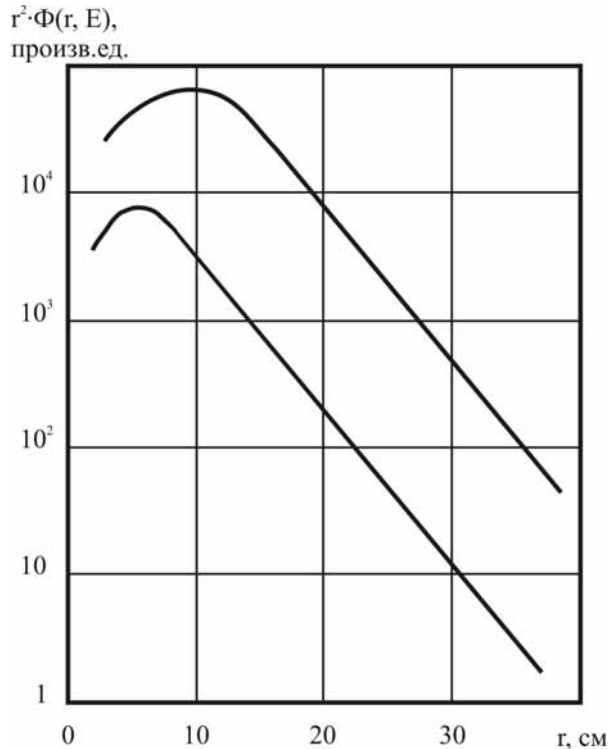


Рис. 3.23. Зависимость $r^2 \cdot \Phi(r, E_{pez})$ от расстояния до источника тепловых нейтронов и нейтронов с энергией индиевого фильтра

Интегрирование выражения (3.7.9) должно быть выполнено в пределах от нуля до бесконечности, в то время как измерение активности фолг производится в конечной области из-за малой величины плотности замедления нейтронов на больших расстояниях от источника. Зависимость $A(r, E_{pez})$ на больших расстояниях от источника можно определить экстраполяцией. Это поясняется изображенной на рис. 3.23 зависимостью $r^2 \cdot \Phi(r, E_{pez})$ от расстояния до источника, рассчитанной по активности индиевых фолг ($E_{pez} = 1,46$ эВ), облученных в кадмиевом фильтре в легкой воде.

Как видно из рис. 3.23, на больших расстояниях от источника [$r > (3 \div 4)\sqrt{\tau}$] имеет место экспоненциальная зависимость

$$r^2 \cdot \Phi(r, E_{pez}) = C \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right), \quad (3.7.10)$$

где C – константа, определяемая характеристиками источника нейтронов; λ – длина релаксации нейтронов, замедляющихся до энергии E_{pez} на больших расстояниях от источника нейтронов.

Аналогичная картина наблюдается и для других замедлителей, источников и детекторов нейтронов. Область, где выполняется зависимость (3.7.10), получившая название области закона первых соударений, находится экспериментальным путем в каждом конкретном случае.

Такое пространственное распределение плотности потока нейтронов на больших расстояниях от источника объясняется особенностями энергетической зависимости сечения рассеяния и углового распределения нейтронов в лабораторной системе координат для таких замедлителей, как легкая вода, тяжелая вода и графит. Для этих веществ при уменьшении энергии нейтрона сечение рассеяния возрастает, а угловое распределение из анизотропного переходит в изотропное. Поэтому замедляющиеся нейтроны удаляются на малые $\sim(1 \div 2)\sqrt{\tau}$ расстояния от места первого столкновения с ядрами среды. Следствием рассмотренной модели являются два обстоятельства: во-первых, распределения плотности потоков тепловых и надтепловых нейтронов, а следовательно, и плотности замедления нейтронов подобны и описываются одним и тем же законом вида 3.7.10. Последнее может быть использовано при измерении распределения плотности замедления нейтронов в легкой воде с источником нейтронов на расстояниях $r \geq (3 \div 4)\sqrt{\tau}$ от него.

Таким образом, определив область выполнения закона первых соударений, можно вычислить параметры C и λ , что позволяет записать выражение для возраста нейтронов в виде

$$\tau(E_0, E_{pez}) = \frac{r^2(E_0, E_{pez})}{6} = \frac{1}{6} \cdot \frac{\int_0^{r_0} r^4 \cdot A(r, E_{pez}) dr + \int_{r_0}^{\infty} r^2 \cdot C \exp(-\frac{r}{\lambda}) dr}{\int_0^{r_0} r^2 \cdot A(r, E_{pez}) dr + \int_{r_0}^{\infty} C \exp(-\frac{r}{\lambda}) dr}, \quad (3.7.11)$$

здесь r_0 – расстояние от источника нейтронов до области, где начинает выполняться закон первых соударений. Соответствующие интегралы вычисляются аналитически:

$$\int_{r_0}^{\infty} r^2 \cdot C \exp(-r/\lambda) dr = C\lambda \exp(-r_0/\lambda) \cdot (r_0^2 + 2r_0\lambda + 2\lambda^2); \quad (3.7.12)$$

$$\int_{r_0}^{\infty} C \exp(-r/\lambda) dr = C\lambda \exp(-r_0/\lambda). \quad (3.7.13)$$

Описанный метод экспериментального определения возраста нейтронов применяется как для тяжелых ($A \gg 1$), так и для легких ($A = 1$) замедлителей.

Полученные по результатам измерений наведенной активности пространственные распределения плотности замедления нейтронов содержат следующие погрешности:

1. Некоторая доля активности фольг конечной толщины ($d \approx 0,1$ мм) обусловлена захватом нейтронов с энергией, не равной $E_{рез}$. Этот эффект можно учесть расчетным путем или, проведя измерения детектором «сэндвичем». Такой детектор состоит из трех одинаковых фольг, помещенных в кадмиевый фильтр. Две крайние фольги поглощают нейтроны с энергией вблизи $E_{рез}$. По этой причине активация средней фольги обусловлена нейтронами с энергией, отличной от резонансной. Вычитанием из активной фольги, облученной в кадмиевом фильтре, активности фольги, облученной в середине «сэндвича» в кадмиевом фильтре, можно получить активность, вызванную резонансными нейтронами.

2. Погрешности измерений возникают вследствие конечности размеров источника нейтронов, влияния поглощения нейтронов материалом источника.

3. Источником симметрической погрешности является конечность размеров исследуемой среды, что приводит к утечке из нее замедлившихся нейтронов.

4. Искажает поле замедлившихся нейтронов материал самого детектора.

Результаты, полученные с помощью предлагаемой методики, завышены, т.к. в них включены смещения нейтронов, связанные с первым, до столкновения с ядрами замедлителя, и последним пробегам нейтронов без потери энергии. Это превышение может быть оценено расчетным путем. Для легкой воды оно равно $\sim 0,45$ см², для тяжелой – $\sim 3,7$ см², а для графита $\sim 1,7$ см².

Для решения практических задач необходимо знать величину возраста нейтронов до некоторой условной нижней границы спектра замедления $E_{zp} < E_{рез}$. Воспользовавшись моделью непрерывного замедления, можно оценить величину поправки, учитывающей смещение нейтронов при замедлении от $E_{рез}$ до E_{zp} :

$$\tau(E_{рез}, E_{zp}) = \int_{E_{zp}}^{E_{рез}} \frac{1}{3\Sigma_{tr}(E) \cdot \xi\Sigma_s(E)} \cdot \frac{dE}{E}. \quad (3.7.14)$$

Предполагая, что сечение рассеяния в этой области практически не зависит от энергии нейтронов и что $\Sigma_{tr} = \Sigma_s(1 - \overline{\cos \nu})$, имеем:

$$\tau(E_{рез}, E_{зр}) = \frac{1}{3 \cdot \xi \Sigma_s^2 \cdot (1 - \overline{\cos \nu})} \cdot \ln \frac{E_{рез}}{E_{зр}}, \quad (3.7.15)$$

где $\overline{\cos \nu}$ – средний косинус угла рассеяния нейтронов в лабораторной системе координат. Для сред с $A \gg 1$ $\overline{\cos \nu} = 2/3 \cdot A$. Полный возраст нейтронов можно представить в виде суммы:

$$\tau(E_0, E_{зр}) = \tau(E_0, E_{рез}) + \tau(E_{рез}, E_{зр}). \quad (3.7.16)$$

3.7.3. Экспериментальное определение возраста нейтронов Pu–Be источника в графите

3.7.3.1. Описание экспериментальной установки

Графит является тяжелым замедлителем ($A \gg 1$). Пространственное распределение замедленных нейтронов и значение их возраста, рассчитанные по модели непрерывного замедления, должны хорошо согласовываться с измеренными распределениями и вычисленным по ним возрастам нейтронов.

Экспериментальная установка представляет собой призму размером $1200 \times 1200 \times 1800$ мм³ (рис. 3.22).

Pu–Be источник нейтронов ($\bar{E}_0 = 5$ МэВ) установлен на вертикальной оси призмы; над источником нейтронов расположен экспериментальный канал, в который вводится графитовый стержень с прорезями. Возможно использование и горизонтального экспериментального канала. В графитовом стержне с прорезями на заданных расстояниях от источника нейтронов располагаются детекторы нейтронов – индиевые фольги.

3.7.3.2. Порядок выполнения измерений

Изучить инструкцию по технике безопасности при работе в лаборатории и, выполняя указанные в ней требования, приступить к измерениям.

1. Исходя из свойств активируемой фольги и времени, отведенного на выполнение работы, выбрать время облучения $t_{обл}$, время высвечивания $t_{выс}$ и время счета продуктов распада облученных фольг $t_{сч}$. Результаты выбора согласовать с преподавателем.

2. Измерить 3–4 раза фон счетной установки.

3. Поместить индиевые фольги в кадмиевом фильтре в прорези графитового цилиндра и поместить его в экспериментальную установку, начать активацию детекторов.

4. По истечении времени $t_{обл}$ извлечь фольгу из призмы и поместить ее в счетную установку. Между моментами извлечения фольги из призмы и включением счетной установки должно пройти время $t_{выс}$.

5. Сосчитать за время $t_{сч}$ число актов регистрации продуктов распада облученной фольги. Полученное число пропорционально активности фольги, т.е. $N_{сч}(r) = \varepsilon \cdot A(r)$, где ε – эффективность установки.

6. Процедуры по п. 3–5 повторить для всех фольг, активированных на разных расстояниях r . Полученные результаты занести в табл. 3.6.

7. По окончании измерений с фольгами повторить измерения фона счетной установки.

Примечание: величины временных интервалов $t_{обл}$, $t_{выс}$ и $t_{сч}$ должны выбираться для всех фольг одинаковыми. В противном случае нужно повторить экспериментально или ввести поправки, приводящие результаты измерений к принятым в эксперименте временам облучения, высвечивания и счета.

Таблица 3.6

Результаты измерений

| r , см | $N(r)$, с ⁻¹ | $N_0(r)$, с ⁻¹ | $\frac{N_0(r) \cdot r^2}{\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^2}$ | $N_0(r) \cdot r^4$, с ⁻¹ · см ⁴ | $\ln[N_0(r) \cdot r^2]$ |
|----------|--------------------------|----------------------------|--|--|-------------------------|
| | | | | | |

3.7.3.3. Обработка результатов измерений

1. Рассчитать средний за время $t_{сч}$ фон счетной установки и погрешность его измерений: $N_{\phi} \pm \sigma_{N\phi}$.

2. Определить относительную активность (величину, пропорциональную активности) фольг, облученных на разных расстояниях от источника нейтронов, учитывая средний фон счетной установки: $N(r) = N_{сч} - N_{\phi}$.

3. Построить график функции $N(r)$, нанести на нем погрешности и в их пределах провести усредненную, сглаженную зависимость $N_0(r)$.

4. Рассчитать значения $N_0(r) \cdot r^2$ и $N_0(r) \cdot r^4$, используя усредненные значения относительной активности фольг со сглаженной зависимости $N_0(r)$.

5. Построить график функции $\ln[N_0(r) \cdot r^2]$ и определить на нем линейный участок – область, где пространственное распределение

нейтронов описывается законом первых соударений (3.7.10). Определить r_0 как абсциссу начала линейного участка.

6. Используя ЭВМ, численно (при невозможности графически) проинтегрировать зависимость $N_0(r) \cdot r^2$ и $N_0(r) \cdot r^4$ в пределах от 0 до r . Определить константы C и λ .

7. Рассчитать возраст нейтронов Pu–Be источника до энергии резонанса индия ($E_{рез}=1,46$ эВ) по формуле 3.7.11.

8. Рассчитать среднеквадратичную погрешность определения возраста нейтронов, учитывая погрешности определения интегралов $\int_0^{r_0} N_0(r) \cdot r^2 dr$ и $\int_0^{r_0} N_0(r) \cdot r^4 dr$, а также констант C и λ .

9. Оценить по формуле 3.7.14 величину возраста нейтронов в графите от $E_{рез}$ до $E_{зр}$. В расчете использовать следующие значения параметров: $E_{рез}=1,26$ эВ; $E_{зр}=0,086$ эВ; $\sigma_s = 2,2 \cdot 10^{-24}$ см², $\rho_c = 1,65 \cdot 10^3$ кг/м³.

10. Рассчитать $\tau(E_0, E_{зр})$ по формуле 3.7.16. Рассчитать погрешность определения $\tau(E_0, E_{зр})$, полагая, что среднеквадратичная погрешность величин в п. 9 (констант) равна единице последнего знака.

11. Составить отчет о выполненной работе.

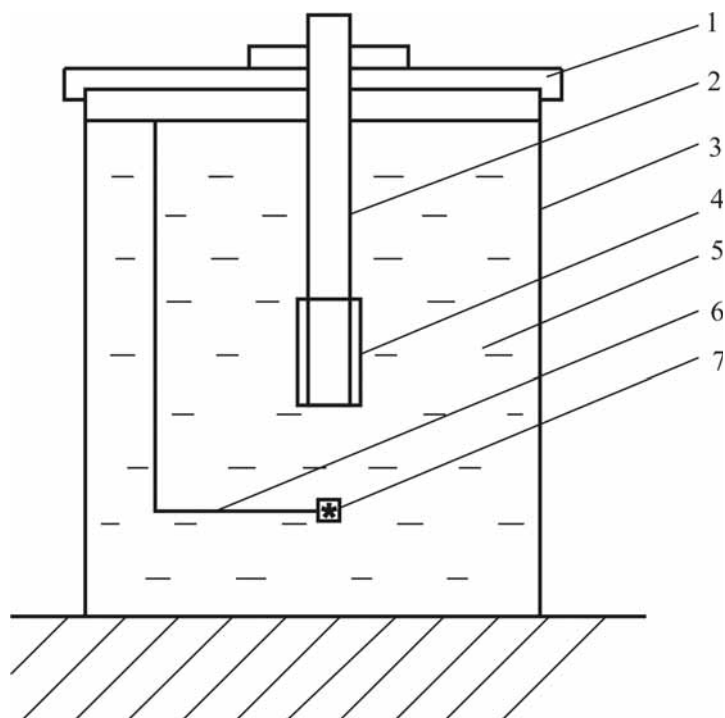
3.7.4. Экспериментальное определение возраста нейтронов Pu–Be источника в легкой воде

3.7.4.1. Описание экспериментальной установки

Обычная вода (H₂O) – содержит ядра водорода. При одном столкновении с ядром водорода нейтрон может потерять всю энергию. По этой причине теория непрерывного замедления неприменима для описания замедления нейтронов в легкой воде и других водородосодержащих средах.

Замедляющая способность воды выше, чем у графита, и плотность потока замедляющихся нейтронов на расстояниях, больших $(3 \div 4) \sqrt{\tau}$ от источника мала. В этой области среды детекторы, облучаемые в алюминированном фильтре, активируются как резонансными, так и тепловыми нейтронами, пространственное распределение которых, как отмечалось в теоретическом введении, подобны и описываются законом первых соударений. Такой подход позволяет получить большие активности фольг и тем самым расширить область измерений, точнее определить параметры закона первых соударений и в конечном итоге повысить точность определения возраста нейтронов.

Измерения пространственного распределения плотности замедления нейтронов проводят в цилиндрическом баке (см. рис. 3.24) диаметром 1000 мм и высотой 1200 мм, заполненном легкой водой.



*Рис.3.24. Схема установки для определения возраста нейтронов в воде:
 1 – опорная рама; 2 – шток для перемещения держателя детектора;
 3 – корпус бака; 4 – держатель детектора; 5 – вода;
 6 – стержень для установки источника; 7 – $Pu-Be$ источник*

Источник нейтронов расположен на расстоянии $r > 3\sqrt{\tau}$ от дна и стенок бака, что обеспечивает независимость пространственного распределения замедляющихся нейтронов от размеров исследуемой среды. Это минимальное расстояние было определено опытным путем. Держатели и вспомогательные детали изготовлены из полиметилметакрилата (органическое стекло), замедляющая способность которого близка к замедляющей способности воды.

3.7.4.2. Порядок выполнения измерений

Изучить инструкции по технике безопасности при работе в лаборатории и, выполняя содержащиеся в них требования, с разрешения преподавателя приступить к измерениям.

1. Исходя из свойств активируемой фольги и времени, отведенного на выполнение работы, выбрать время облучения $t_{обл}$, время

высвечивания $t_{\text{выс}}$ и время счета $t_{\text{сч}}$ продуктов распада облученных фольг. Результаты выбора согласовать с преподавателем.

2. Измерить 3–4 раза фон счетной установки.

3. Поместить индиевые фольги в кадмиевом фильтре в держатель детектора и установить их на различном расстоянии от источника.

4. По истечении времени $t_{\text{обл}}$ извлечь фольги и поместить в счетную установку для регистрации наведенной активности. Между моментом извлечения фольги из экспериментальной установки и моментом включения счетной установки должно пройти время, равное $t_{\text{выс}}$.

5. Сосчитать за время $t_{\text{сч}}$ число актов регистрации продуктов распада облученной фольги. Полученное число пропорционально активности фольги, т.е. $N_{\text{сч}}(r) = \varepsilon \cdot A(r)$, где ε – эффективность счетной установки.

6. Повторить процедуру измерений по п.п. 4–5 с детекторами, расположенными на разных расстояниях от источника.

7. Повторить измерения фона счетной установки.

Примечание:

а) Облученные индиевые фольги до введения в счетную установку должны быть осушены от воды.

б) Величины временных интервалов $t_{\text{обл}}$, $t_{\text{выс}}$ и $t_{\text{сч}}$ должны выдерживаться неизменными в течении всего эксперимента. В противном случае необходимо повторить измерения или ввести поправки, приводящие результаты измерений к единым условиям.

3.7.4.3. Обработка результатов измерений

1. Рассчитать средний за время измерений фон счетной установки и погрешность его определения.

2. Определить относительную активность фольг, облученных в кадмиевом фильтре $N(r)$ на разных расстояниях r от источника нейтронов, учитывая фон счетной установки: $N(r) = N_{\text{сч}}(r) - N_{\text{ф}}$. Рассчитать среднеквадратичные погрешности определения.

3. Построить график функции $N(r)$. На графике нанести погрешности измерения величины $N(r)$ и в пределах коридора ошибок провести сглаженную, усредненную зависимость $N_0(r)$.

4. Построить графики функций $N_0(r) \cdot r^2$ и $N_0(r) \cdot r^4$, используя значения, взятые со сглаженной кривой усредненной зависимости $N_0(r)$.

5. Построить график функции $\ln[N_0(r) \cdot r^2]$ и определить на нем линейный участок – область, где пространственное распределение нейтронов описывается законом первых соударений (3.7.10). Определить r_0 как абсциссу начала линейного участка.

6. Используя ЭВМ, численно (при невозможности графически) проинтегрировать зависимость $N_0(r) \cdot r^2$ и $N_0(r) \cdot r^4$ в пределах от 0 до r . Определить константы C и λ .

7. Определить константы C и λ для области первых соударений.

8. Рассчитать возраст нейтронов Pu–Be источника в воде до энергии резонанса индия по формуле 3.7.11.

9. Рассчитать среднеквадратичную погрешность определения возраста нейтронов, учитывая погрешности определения интегралов $\int_0^{r_0} N_0(r) \cdot r^2 dr$ и $\int_0^{r_0} N_0(r) \cdot r^4 dr$, а также констант C и λ .

10. По формуле 3.7.14 оценить величину возраста нейтронов $\tau(E_{рез}, E_{сп})$ в воде, считая, что в этой области сечение рассеяния нейтронов не зависит от энергии. В расчете использовать следующие значения параметров: $E_{рез}=1,46$ эВ; $E_{сп}=0,086$ эВ; $\sigma_s=20 \cdot 10^{-24}$ см²; $\rho_c=1000$ кг/см³.

11. Вычислить величину и погрешность определения возраста нейтронов до нижней границы спектра замедления $E_{сп}$ по формуле 3.7.15. Оценки погрешности сделать в предположении, что среднеквадратичная погрешность определения параметров в п. 11 равна единице последнего знака.

12. Составить отчет о выполненной работе.

3.7.5. Элементы научных исследований

1. Изучить основные закономерности формирования поля замедляющихся нейтронов.

2. Ознакомиться с параметрами основных активационных детекторов из Pb, In, Ag.

3. Сформулировать основные положения и допущения диффузионного возрастного приближения.

4. В процессе анализа результатов определения возраста нейтронов Pu–Be источника оценить достоинства и недостатки расчетного и экспериментального методов.

5. Оценить относительное влияние на результаты измерений основных погрешностей, указанных в заключительной части теоретического введения. Обосновать пути уменьшения основных погрешностей.

6. При построении экспериментальных зависимостей использовать метод наименьших квадратов.

3.7.6. Контрольные вопросы

1. Основные положения приближения непрерывного замедления.

2. Что такое замедляющая способность вещества?

3. Чем отличается Σ_{tr} от Σ_s ?
4. Как связана плотность потока нейтронов и активность облученного вещества?
5. Пояснить физический выход нейтронов источника.
6. Пояснить физический смысл закона первых соударений.
7. Пояснить физический смысл плотности замедления нейтронов.
8. Пояснить физический смысл возраста нейтронов.

3.7.7. Список литературы

1. Сборник лабораторных работ по ядерной физике / под ред. проф. К.А. Мухина. – М.: Атомиздат, 1979.
2. Лабораторный практикум «Изучение замедления и диффузии нейтронов» / под ред. проф. В.В. Хромова. – М.: МИФИ, 1982.
3. А.Н. Климов. Ядерная физика и ядерные реакторы. – М.: ЭА, 1985.
4. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов / под ред. проф. Г.А. Батя. – М.: Энергоиздат, 1982.

Учебное издание

ДОЛГОПОЛОВ Сергей Юрьевич
НЕСТЕРОВ Владимир Николаевич
ЧЕРТКОВ Юрий Борисович

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СРЕД

Методические указания к выполнению лабораторных работ
по курсу «Безопасность эксплуатации ядерных энергетических установок»
для магистрантов, обучающихся по специальности
010700.25 «Физико-технические проблемы атомной энергетики»
направления 010700 «Физика»

Научный редактор
доктор физико-математических наук,
профессор *И.В. Шаманин*

Редактор *Г.П. Орлова*

Верстка *Г.П. Орлова*

Дизайн обложки
О.Ю. Аршинова
О.А. Дмитриев

Подписано к печати 19.12.2008. Формат 60x84/16. Бумага «Снегурочка».


Печать XEROX. Усл. печ. л. 5,12. Уч.-изд. л. 4,63.

Заказ 819. Тираж 100 экз.



Томский политехнический университет
Система менеджмента качества
Томского политехнического университета сертифицирована
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2000



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30.